



**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ**

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

**ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ**

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**APLIKACE METAPOVRCHŮ PRO STRUKTURÁLNÍ  
ZBARVENÍ**

APPLICATION OF METASURFACES FOR STRUCTURAL COLORATION

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

MASTER'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

**Bc. Ondřej Červinka**

**VEDOUCÍ PRÁCE**

SUPERVISOR

**prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.**

**BRNO 2021**



# Zadání diplomové práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství  
Student: **Bc. Ondřej Červinka**  
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie  
Studijní obor: bez specializace  
Vedoucí práce: **prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.**  
Akademický rok: 2020/21

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

## Aplikace metapovrchů pro strukturální zbarvení

### Stručná charakteristika problematiky úkolu:

S rozvojem metod pro přípravu a charakterizaci nanostruktur a jejich vlastností se rozrůstá řada do nedávna nepředstavitelných aplikací v oblasti nanofotoniky – tedy „symbiózy“ světla a nanostruktur. Jedním z nejintenzivněji studovaných oborů současné nanofotoniky jsou metapovrchy, tedy umělé struktury sestávající z rozptylujících elementů – center s rozměry menšími než vlnová délka. Tato centra jsou tvořena zpravidla kovovými nebo dielektrickými nanostrukturami, na kterých dochází k rozptylu záření vlivem povrchových plazmonových, respektive Mieových rezonancí. Tímto způsobem pak dochází k lokálním změnám fáze rozptylovaného záření čímž je možné formovat svazky s vlastnostmi, kterých nelze dosáhnout klasickými optickými prvky. Student se bude zabývat problematikou metapovrchů pro strukturální zbarvení, tj. vytvářením barevných mikroskopických obrazců pomocí rozptylových center – nanostruktur.

### Cíle diplomové práce:

1. Provedení rešeršní studie
2. Popis interakce elektromagnetického záření s rozptylovými centry – nano a mikrostrukturami vhodnými pro využití v metapovrších.
3. Návrh metapovrchu s rozptylovými centry pro strukturální vybarvování.
4. Výroba a charakterizace vlastností metapovrchu z bodu 3.

### Seznam doporučené literatury:

NOVOTNY, Lukas a Bert HECHT. Principles of nano-optics. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2012. ISBN 978-110-7005-464.

DEVLIN, Robert C., Mohammadreza KHORASANINEJAD, Wei Ting CHEN, Jaewon OH a Federico CAPASSO. Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum. Proceedings of the National Academy of Sciences. 2016, 113(38), 10473-10478. ISSN 0027-8424. Dostupné z: doi:10.1073/pnas.1611740113

LEE, Taejun, Jaehyuck JANG, Heonyeong JEONG, Junsuk RHO a Federico CAPASSO. Plasmonic- and dielectric-based structural coloring: from fundamentals to practical applications. Nano Convergence. 2018, 5(1), 10473-10478. ISSN 2196-5404. Dostupné z: doi:10.1186/s40580-017-01-3-y

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

---

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.  
děkan fakulty



## ABSTRAKT

Barevné filtry umožňují fotosenzorům získat informace o spektrálním složení dopadajícího záření, ať už za účelem napodobení lidského zraku nebo separace analytického signálu. Snaha o zvýšení rozlišení senzorů vede k snižování velikosti jednotlivých obrazových elementů – pixelů, což klade stále vyšší požadavky na technologii barevných filtrů. Konvenční barevné filtry založené na principu absorpce záření v organických barvivech jsou velice rozšířené, ale již přestávají vyhovovat rostoucím nárokům na rozlišení senzorů. Na pomoc přichází pole metapovrchů, které pomocí svých elementů – nanostruktur – umožňují separovat barvy a vytvářet tak strukturální zbarvení. Existuje již mnoho přístupů, jak pomocí metapovrchů barvy separovat, avšak každý kromě svých výhod s sebou nese i jisté nevýhody. V této práci představujeme nový přístup k separaci barev s vysokou účinností využívající manipulace s polarizací záření. Barevný filtr je nejdříve modelován a optimalizován prostřednictvím numerických simulací a poté je v čistých prostorách vyroben pomocí nanofabrikačních metod. Na závěr jsou vlastnosti barevného filtru charakterizovány vybranými optickými spektroskopickými metodami.

## KLÍČOVÁ SLOVA

Metapovrchy, barevné filtry, půlvlnná destička, TiO<sub>2</sub> nanostruktury, ALD

## ABSTRACT

Color filters enable photosensors to obtain spectral composition of incoming radiation, be it to mimic human vision or to separate analytical signals. Efforts to increase the resolution of these photosensors lead to decrease in size of individual picture elements – pixels, which places increasing demands on the color filter technology. Conventional color filters operating on the principle of absorption of light in organic pigments are frequently used, but they are no longer meeting growing requirements of increasing sensor resolution. Here, metasurfaces come to an aid, utilizing nanostructures to separate colors and thus creating structural coloration. There are many approaches to separate colors using metasurfaces, but each carries certain disadvantages with their principle of operation. In this thesis, we present a novel approach to separate colors which utilizes manipulation of radiation polarization. The presented color filter is first modeled and optimized through numerical simulations and then manufactured using nanofabrication methods. Finally, the optical response of nanostructures is verified by several optical spectroscopy methods.

## KEY WORDS

Metasurfaces, color filters, half-wave plate, TiO<sub>2</sub> nanostructures, ALD



ČERVINKA, Ondřej. *Aplikace metapovrchů pro strukturální zbarvení*. Brno, 2021.  
Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství,  
Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Tomáš Šikola.

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval samostatně  
s využitím informačních zdrojů, které jsou v práci citovány.

Brno, 10. května 2021

.....

Bc. Ondřej Červinka



Velice rád bych poděkoval vedoucímu své práce, prof. RNDr. Tomáši Šikolovi, CSc., za vedení práce a přátelský přístup během celého mého studia. Dále kolegům ze skupiny plazmoniky při Ústavu fyzikálního inženýrství VUT, jmenovitě Ing. Kataríně Rovenské za cenné rady, konzultace a pomoc s SEM měřením, Ing. Filipovi Ligmajerovi, Ph.D. za veliký podíl na spektroskopických měřeních a Ing. Michalovi Kvapilovi, Ph.D. s Ing. Martinem Hrtoňem za pomoc se zkrocením numerických simulací. Děkuji doc. Ing. Vladimírovi Kolaříkovi, Ph.D. z Ústavu přístrojové techniky AV ČR za velmi příjemnou spolupráci a snahu o výrobu nepostradatelné součásti pro fabrikaci nanostruktur. V neposlední řadě vřele děkuji své rodině a blízkým za vytvoření prostředí, ve kterém byla radost studovat.

Část práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020–2022), CEITEC Vysoké učení technické v Brně.



# OBSAH

<b>1</b>	<b>ÚVOD .....</b>	<b>5</b>
1.1	METAMATERIÁLY A METAPOVRCHY .....	5
1.2	CÍLE PRÁCE .....	5
<b>2</b>	<b>TEORETICKÁ ČÁST .....</b>	<b>7</b>
2.1	INTERAKCE ZÁŘENÍ S METAMATERIÁLY .....	7
2.2	MULTIPÓLY .....	8
2.3	MANIPULACE AMPLITUDOU ZÁŘENÍ .....	9
2.4	MANIPULACE FÁZÍ ZÁŘENÍ .....	10
2.4.1	Propagační změna fáze .....	11
2.4.2	Rezonanční změna fáze .....	12
2.4.3	Pancharatnamův-Berryho fázový jev .....	13
2.4.4	Shrnutí manipulace fází záření .....	17
2.5	BAREVNÉ FILTRY .....	17
2.5.1	Teorie barev .....	17
2.5.2	Konvenční barevné filtry .....	19
2.5.3	Strukturální zbarvení v přírodě .....	21
2.5.4	Metamateriálové barevné filtry .....	24
2.5.4.1	Reflexní .....	25
2.5.4.2	Transmisivní .....	26
2.6	POLARIZAČNÍ FILTRY .....	27
<b>3</b>	<b>EXPERIMENTÁLNÍ METODY POUŽITÉ V PRÁCI .....</b>	<b>29</b>
3.1	ELEKTRONOVÁ LITOGRAFIE .....	29
3.2	DEPOZICE ATOMÁRNÍCH VRSTEV .....	31
3.3	LEPTÁNÍ IONTOVÝM SVAZKEM .....	33
3.4	RASTROVACÍ OPTICKÁ MIKROSKOPIE V BLÍZKÉ POLI .....	34
3.5	METODA FDTD .....	34

<b>4</b>	<b>EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST .....</b>	<b>37</b>
4.1	PRINCIP ČINNOSTI BAREVNÉHO FILTRU .....	37
4.2	NÁVRH NANOSTRUKTUR .....	39
4.2.1	Tvar nanostruktur .....	40
4.2.2	Materiál nanostruktur .....	40
4.2.3	Rozměry nanostruktur .....	41
4.2.3.1	Výška nanostruktur .....	41
4.2.3.2	Laterální rozměry nanostruktur .....	43
4.2.3.3	Spektrální odezva nanostruktur .....	46
4.3	FABRIKACE NANOSTRUKTUR .....	49
4.3.1	Elektronová litografie .....	50
4.3.2	Depozice atomárních vrstev .....	51
4.3.3	Iontové leptání .....	52
4.3.4	Odstranění rezistu .....	53
4.4	CHARAKTERIZACE NANOSTRUKTUR .....	53
4.4.1	SEM vyrobených nanostruktur .....	54
4.4.2	Spektroskopie polí barevných filtrů .....	55
4.4.2.1	Simulace spektrální odezvy barevných filtrů .....	55
4.4.2.2	Naměřená spektrální odezva barevných filtrů .....	56
4.4.2.3	Porovnání experimentu se simulacemi .....	58
<b>5</b>	<b>ZÁVĚR .....</b>	<b>61</b>



# VYSVĚTLIVKY POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK

$e$ .....	náboj elektronu .....	$(1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C})$
$\varepsilon_0$ .....	permitivita vakua .....	$(8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1})$
$\mu_0$ .....	permeabilita vakua .....	$(1,257 \cdot 10^{-6} \text{ H m}^{-1})$
$k_B$ .....	Boltzmannova konstanta .....	$(1,381 \cdot 10^{-23} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ K}^{-1})$
$m_e$ .....	hmotnost elektronu .....	$(9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg})$

$a$ .....	prostorová perioda
$\alpha$ .....	úhel od normály k povrchu
$\alpha_B$ .....	Brewsterův úhel
$m$ .....	hmotnost
$l$ .....	celé číslo
$n$ .....	index lomu; koncentrace elektronů
$\lambda$ .....	vlnová délka
$T$ .....	transmise
$Z$ .....	impedance
$\epsilon$ .....	permitivita
$\mu$ .....	permeabilita
$\omega$ .....	úhlová frekvence
$\omega_0$ .....	vlastní úhlová frekvence
$\omega_p$ .....	plazmová frekvence
$f$ .....	ohnisková vzdálenost

ALD .....	Depozice atomárních vrstev .....	Atomic Layer Deposition
CVD .....	Depozice z plynné fáze .....	Chemical Vapor deposition
CIE .....	Mezinárodní komise pro osvětlení ..	Commission internationale de l'éclairage
FDTD .....	Metoda konečných diferencí v časové doméně .....	Finite-Difference Time-Domain
SEM .....	Rastrující elektronová mikroskopie .....	Scanning Electron Microscopy
SIMS .....	Hmotnostní spektrometrie sekundárních iontů .....	Secondary Ion Mass Spectroscopy
SNOM .....	Rastrovací optická mikroskopie v blízkém poli .....	Scanning Near-field Optical Microscopy
HWP .....	Půlvlnná destička .....	Half-Wave Plate
QWP .....	Čtvrtvlnná destička .....	Quarter Wave-Plate



# 1 ÚVOD

## 1.1 METAMATERIÁLY A METAPOVRCHY

Efekty nanosvětla umožňují konvenčním materiálům strukturovaným na nanoúrovni mít naprosto odlišné optické vlastnosti než jejich makroskopické objemy. Metamateriály jsou účelně navrženy a uměle připravené materiály, jejichž strukturní jednotky jsou svojí velikostí srovnatelné či menší než vlnová délka elektromagnetického záření, pro níž je metamateriál navržen. Optické vlastnosti metamateriálu jsou pak určeny geometrií jeho strukturních jednotek a jejich kolektivní odezvou na dopadající záření. Sestavování těchto jednotek ve třech dimenzích je z důvodu komplexity s dnešními technologiemi realizovatelné pouze pro dlouhé vlnové délky, a tedy i rozměrné strukturní jednotky. Touha po miniaturizaci komponent pracujících s elektromagnetickým zářením však vedla k vývoji dvoudimenzionálních alternativ metamateriálů, jež nazýváme metapovrchy. Odvětví metapovrchů v posledních letech zažívá veliký rozvoj, zvláště díky potenciálu jejich aplikací ve viditelné části elektromagnetického spektra. Vytvářet dostatečně malé nanostruktury ve dvou dimenzích je umožněno pokroky v planárních litografických technologiích a kompatibilitou s již vyspělým polovodičovým průmyslem. Jelikož metapovrchy a metamateriály jsou funkčně identické, jsou tyto dva termíny v práci používány zaměnitelně. Metapovrchy jsou schopné nahradit běžné optické elementy jako jsou čočky [1]–[3], barevné filtry [4]–[6], děliče svazku [7], [8] nebo hologramy [9]–[11], ale umožňují také zcela nové možnosti manipulace se světlem jako je vytvoření materiálu se záporným efektivním indexem lomu [12], [13] nebo napětím laditelné prostorově variabilní optické prvky [14]–[16].

## 1.2 CÍLE PRÁCE

Konvenční barevné filtry založené na světlo absorbujících organických barvivech v minulých dekádách skvěle posloužili k rozvoji oblasti barevné fotografie. Jejich další zmenšování v honu za vyšším rozlišením a integrací je však stále větší a větší výzvou. Metapovrchy umožňují tomuto problému předejít nahrazením organických barviv vhodně zvolenými nanostrukturami. V této práci se zabýváme návrhem a výrobou barevných filtrů založených na metapovrchích vykazujících strukturální zbarvení, které umožní násobné zvýšení rozlišení fotosenzorů. Prvním podúkolem je provedení rešeršní studie zachycující aktuální stav na poli konvenčních barevných filtrů, a hlavně jejich

alternativ v podobě metapovrchů. Druhým podúkolem na cestě k návrhu vlastního metapovrchu je popsat interakce elektromagnetického záření s nanostrukturami tvořících metapovrch. Tento krok umožňuje navrhnout efektivní metapovrch a porozumět jeho principu. Protože je vhodné nejprve porozumět fundamentálním základům činnosti metapovrchů, je tato část prezentována ještě před diskusí samotných metapovrchů. Dalším cílem je skrze numerické simulace navrhnout a optimalizovat vlastní metapovrch s funkcí filtrování záření ve viditelné části spektra, který tak bude moci posloužit jako nová generace barevných filtrů. Naším posledním cílem je tento metapovrch vyrobit pomocí nanofabrikačních metod a ověřit jeho schopnost filtrace barev pomocí spektroskopických měření.

## 2 TEORETICKÁ ČÁST

V oboru metamateriálů se lze setkat s mnoha různými způsoby, jak realizovat interakci s dopadajícím zářením. Do značné míry závisí interakce se zářením na zvoleném materiálu nanostruktur: kovy, dielektrika i 2D materiály totiž umožňují vzájemně odlišný mechanismus interakce. Mimo fyzikální princip interakce existuje i mnoho různých technik, jak docílit určité funkce metapovrchu. V této části práce budou představeny hlavní techniky manipulace s amplitudou, fází a polarizací záření interagujícího s metapovrchem. Po následujícím úvodu do problematiky barev budou uvedeny mnohé příklady využití metapovrchů pro filtraci barev, včetně principu jejich operace. Perličkou pro zpestření jsou příklady strukturálního zbarvení z živočišné i rostlinné říše.

### 2.1 INTERAKCE ZÁŘENÍ S METAMATERIÁLY

Nejdříve připravované metapovrchy používaly jako materiál pro nanoantény kovy (např. zlato, stříbro, hliník). Důvodem byly jejich výhodné mechanické vlastnosti a snadnost použití v litografickém procesu, neboť při použití kovů není nutný příliš vysoký poměr stran vytvářených nanostruktur. K interakci záření s kovy dochází pomocí volných elektronů, které se mohou v kovech volně pohybovat. Harmonicky měnící se elektrické pole dopadajícího záření vynucuje v kovu kolektivní oscilace elektronového plynu nazývané plazmony. Záření s vyšší frekvencí než je tzv. *plazmová frekvence*  $\omega_p$  daného materiálu definovaná vztahem ( 2.1 ), může budit v kovovém materiálu objemové plazmony. Objemové plazmony je obtížné budit elektromagnetickým zářením a spíše vznikají při ozáření materiálu elektronovým svazkem, kdy po sobě ve spektru energiových ztrát elektronů zanechávají stopy ve formě píků s energií  $\hbar\omega_p$ . Plazmovou frekvenci definujeme jako:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2.1)$$

kde  $n$  je koncentrace elektronů,  $e$  je náboj elektronu,  $\epsilon_0$  je permeabilita vakua a  $m_e$  je hmotnost elektronu. Záření s nižší frekvencí než je  $\omega_p/\sqrt{1+\epsilon_2}$  může na rozhraní kovu a dielektrika budit povrchové plazmonové polaritony. Tyto kvazičástice, také zvané krátce povrchové plazmony, jsou postupné vlny oscilujícího elektrického pole a výchylek hustoty náboje, šířící se podél rozhraní kovu a dielektrika s permitivitou  $\epsilon_2$ . Poslední typ

plazmonů – lokalizované povrchové plazmony – vznikají při interakci s prostorově omezenou oblastí kovu, jako jsou třeba nanočástice nebo jiné nanostruktury. Změnou geometrických i optických parametrů nanostruktur můžeme ladit vlastnosti lokalizovaných povrchových plazmonů a tím i funkci metapovrchu. Jedním z problémů vybudování jakéhokoli typu plazmonů světlem je nesoulad hybností (z angl. „momentum mismatch“) kvantů světla a plazmonů. Tento rozdíl hybností se musí překonávat například periodickou strukturou (mřížkou) či nerovnostmi na povrchu kovu nebo excitací pomocí evanescentní vlny skrze totální odraz. Pohybem elektronů v kovu však dochází ke generaci Joulova tepla, což omezuje celkovou účinnost kovových metapovrchů, a to obzvláště v oblasti viditelné části spektra. Z tohoto důvodu se začaly v poslední době pro návrh metapovrchů používat i nekovové materiály.

U dielektrických (nekovových) materiálů a polovodičů (např. křemík, oxid křemičitý, oxid titaničitý) je interakce se zářením zprostředkována polarizací atomů, kdy se elektronový obal atomu posouvá oproti kladně nabitému jádru. Záření pak v materiálu vytváří polarizační proud ve směru vektoru elektrické intenzity nebo magnetizační proud odpovídající uzavřené proudové smyčce. Tyto oscilace jsou zvané Mieho rezonance [17], [18], protože byly poprvé popsány Gustavem Miem již v roce 1908. To, jaké oscilace budou v materiálu vybudovány, záleží na geometrii a velikosti nanostruktury. Dalším jevem nastávajícím při průchodu záření dielektrikem, ne nutně se omezujícím na metamateriály, je zpomalení záření uvnitř dielektrika. Superpozice dopadajícího záření se zářením od oscilujících polarizovaných atomů dielektrika má za následek zpomalení procházejícího záření [19]. To makroskopicky můžeme pozorovat a popsat veličinou zvanou index lomu, které udává, kolikrát je záření v médiu pomalejší oproti rychlosti šíření světla ve vakuu.

Zatímco plazmonové a Mieho rezonance lze do značné míry ovlivnit geometrií nanoantén, třetí typ rezonancí – excitonové rezonance – jsou závislé na použitém materiálu a jeho elektronové struktuře [20]. Excitony jsou kvazičástice vzniklé vázaným elektron-děrovým párem a jejich praktický význam vyniká při pokojových teplotách až ve dvojdimenzionálních materiálech (např. grafen, sulfid wolframičitý). Předností metapovrchů založených na excitonových rezonancích je možnost měnit napětím elektronické vlastnosti materiálů a tím vytvořit napětím laditelné optické prvky.

## **2.2 MULTIPÓLY**

Jak bylo popsáno v předcházející kapitole, elektromagnetické záření může v materiálech budit oscilace náboje. Libovolné oscilace nábojů pak lze rozložit do báze elementárních oscilací, které nazýváme multipóly [21]–[23]. Konstanta úměrnosti mezi budícím elektrickým polem a indukovaným multipólovým momentem se nazývá polarizovatelnost. Jelikož náboje se zrychlením vyzařují energii ve formě

elektromagnetického záření, vyzařují i multipóly elektromagnetické záření do svého okolí. Úhlové závislosti tohoto vyzařování jsou pro různé multipóly popsány např. v [24], [25]. Ve většině případů stačí k popisu reálných interakcí brát do úvahy pouze první dva řády multipólů – elektrické a magnetické dipóly vznikající oscilací dvou opačných nábojů a elektrické a magnetické kvadrupóly s oscilací 4 nábojů – protože často plně postačují k popisu systému. Kupříkladu Brewsterův efekt, tedy jev, kdy dochází pouze k odrazu záření polarizovaného kolmo k rovině dopadu na rozhraní dvou prostředí, lze vysvětlit pomocí oscilací elektrických dipólů [26]. Význam rozkladu do báze multipólů bude pro účely tohoto textu zřejmý při studiu interakcí několika multipólů v kapitolách 2.3 a 2.4, ve kterých značně usnadní a zobecní jejich problematiku.

## 2.3 MANIPULACE AMPLITUDOU ZÁŘENÍ

Schopnost ovládat směr šíření záření umožňuje návrh energeticky úsporných zařízení. Antireflexní vrstvy tohoto využívají pro eliminaci odrazu záření na rozhraní dvou prostředí. Jiná možnost, jak ovlivnit směr šíření záření, je pomocí difrakční optiky. Pokud záření dopadá na periodickou strukturu, obecně bude při dopadu docházet k difrakci záření do různých směrů – difrakčních řádů. Těchto difrakčních řádů bude tolik, kolik je možných řešení rovnice ( 2.2 ):

$$a \sin \alpha = l \lambda \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.2)$$

kde  $a$  je perioda difrakční mřížky,  $\alpha$  je úhel difrakčního řádu od normály k difrakční mřížce,  $l \in \mathbb{Z}$  a  $\lambda$  je vlnová délka záření. Pro vlnové délky větší než je perioda difrakční mřížky má rovnice ( 2.2 ) pouze jediné řešení pro  $\alpha$ ;  $l = 0$ ; 0 a záření tak směřuje pouze jediným směrem, který se označuje jako nultý difrakční řád. Je proto důležité přizpůsobit periodu mřížky metapovrchu tak, aby pro vlnovou danou délku nedocházelo ke ztrátám energie ve vyšších difrakčních řádech.

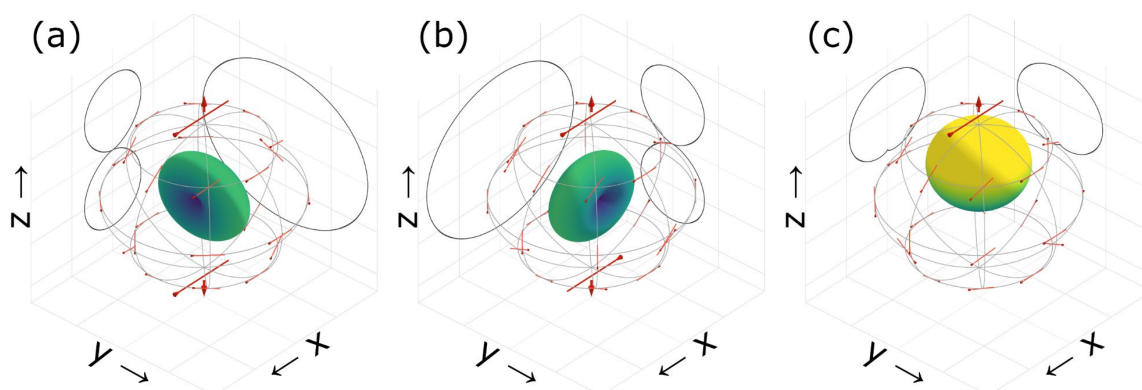
Princip další možnosti, jak ovlivnit směr toku energie záření, se nabízí při prověření odrazu a průchodu záření na rozhraní dvou prostředí. Rovnice pro transmissi výkonu záření  $T$  procházejícího rozhraním vyjádřená pomocí impedancí  $Z_i$  vypadá následovně:

$$T = \frac{4 Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad Z_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\mu_i}}, \quad (2.3)$$

kde  $Z_1$  a  $Z_2$  jsou impedance prvního a druhého prostředí,  $\varepsilon_i$  je jejich permitivita a  $\mu_i$  jejich permeabilita. Z rovnice ( 2.3 ) je zřejmé, že jednotková transmise nastane, a k odrazu záření na rozhraní tedy nedojde, pokud budou mít obě prostředí stejnou impedanci (z angl. „impedance matching”). To umožňuje pomocí vhodné kombinace

permutivity a permeability materiálu navrhnut impedanci tak, aby na rozhraní materiálu nedocházelo k žádnému odrazu. Např. pro šíření záření ze vzduchu (vakua) do druhého prostředí jednotková transmise nastane pokud  $\varepsilon_2 = \mu_2$ .

Tento postup je ekvivalentní k vyšetřování jevu pomocí interakce multipólů. Jak již bylo naznačeno v [18], [27], k efektu nulového zpětně odraženého záření dojde při interferenci elektrického dipólu a magnetického dipólu se stejnou silou. Důvodem k tomuto efektu je rozdílná parita elektrického a magnetického dipólu, jak je patrné z Obr. 1. V jednom směru osy z dochází ke konstruktivní interferenci pole elektrického a magnetického dipólu, zatímco v opačném směru dochází k destruktivní interferenci. Tento jev, kdy dochází pouze k jednosměrnému vyzařování energie, se nazývá Kerkerův jev [28]. Naopak při fázovém posuvu  $\Delta\varphi = \pi$  mezi multipóly dojde pouze k zpětnému vyzáření energie, což by v rovnici ( 2.3 ) odpovídalo  $\varepsilon_2 = -\mu_2$ ;  $Z_1 = iZ_2$ ;  $\text{Re}(T) = 0$ . Tento závěr lze zobecnit na libovolnou interferenci dvou multipólů s rozdílnou paritou a stejnou silou. Jako další případy lze tedy uvést: interference elektrického dipólu a elektrického kvadrupólu, interference magnetického dipólu a magnetického kvadrupólu nebo interference elektrického kvadrupólu a magnetického kvadrupólu.



**Obr. 1: Interference multipólů demonstrující Kerkerův jev.** (a) Radiační vzor elektrického dipólu orientovaného v ose x. (b) Radiační vzor magnetického dipólu orientovaného v ose y. Červené šipky označující fázi vyzářeného záření jsou v +z ve fázi, zatímco v -z v protifázi vedoucí k destruktivní interferenci v tomto směru. (c) Radiační vzor interference předchozích dvou multipólů vyzařující převážně ve směru +z, ve kterém došlo ke konstruktivní interferenci.

## 2.4 MANIPULACE FÁZÍ ZÁŘENÍ

Klasické optické komponenty k dosažení změny fáze využívají průchodu záření přes médium, během něhož se změna fáze postupně akumuluje. K dosažení významného fázového posuvu jsou však vyžadovány leckdy tlusté a těžké optické prvky, protože změna fáze v jednotce délky konvenčního materiálu, jako je třeba sklo, je příliš nízká. Oproti tomu metamateriály umožňují značnou změnu fáze již na vzdálenosti jediné vlnové délky záření. V následujících podkapitolách budou uvedeny hlavní metody

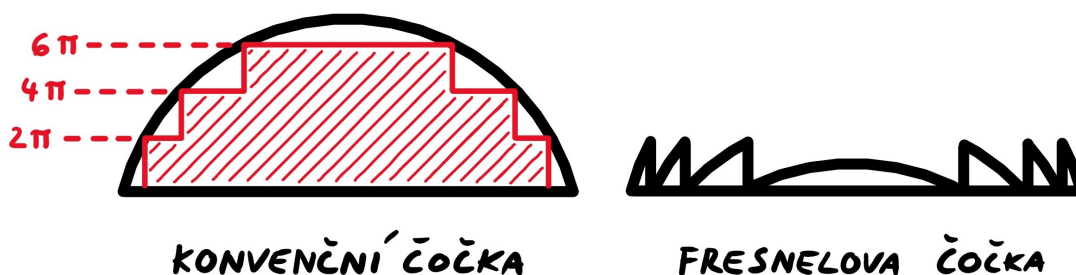


využívané v metamateriálech k manipulaci fáze záření, jmenovitě: propagační změna fáze, rezonanční změna fáze a Pancharatnamův-Berryho fázový jev.

### 2.4.1 Propagační změna fáze

Konvenční optické prvky, jako je třeba skleněná čočka, modulují fázovou retardaci světla pomocí rozdílné tloušťky materiálu ve směru šíření záření. Průchodem záření materiálem s odlišným indexem lomu než má okolí získává záření pomalu narůstající fázový posuv úměrný rozdílu indexů lomu čočky a okolního prostředí a také vzdálenosti šíření paprsků. Přestože k vytvoření libovolného fázového profilu záření stačí fázi modulovat v intervalu  $0 - 2\pi$ , praktický postup výroby čoček broušením skla umožňuje vytváření fázového profilu, který mnohonásobně tento rozsah převyšuje. To zbytečně vede na mohutné optické komponenty, jejichž tloušťka se pohybuje v jednotkách několika milimetrů až centimetrů. Tento problém řeší takzvaná Fresnelova čočka, zobrazená na Obr. 2, která svým návrhem odstraňuje materiál spojený s přebytečnými celočíselnými násobky  $2\pi$  fáze. Fresnelova čočka je tenčí než konvenční optická čočka, dokonce by mohla být tak tenká jako jediná vlnová délka záření v materiálu. Vyrobit však takovou čočku by bylo nesmírně náročné, protože klasický planární litografický postup výroby umožňuje zhotovené pouze diskretních hodnot tloušťek materiálu. Z tohoto požadavku fabrikace je výhodné hledat techniky manipulace fází záření, jejichž funkční prvky mají tutéž výšku.

Některé materiály mohou mít díky nesymetrické krystalové mříži nebo preferenční orientaci molekul přirozeně různý index lomu v závislosti na polarizaci i směru šíření záření. Takovéto materiály se nazývají anizotropní, čehož speciálním příkladem může být dvojlom. Při dvojlomu se dva paprsky různé polarizace šíří v materiálu různou rychlostí, což způsobuje jejich vzájemný fázový posuv po průchodu materiálem. Tímto způsobem jsou vytvářeny konvenční fázové destičky jako je čtvrtvlnná nebo půlvlnná destička, u kterých fázový rozdíl nabývá hodnot odpovídajících čtvrtině a polovině vlnové délky záření.



**Obr. 2: Srovnání konvenční optické čočky s Fresnelovou čočkou.** U konvenční čočky je červeně vyznačena část materiálu odpovídající přebytečným celočíselným násobkům  $2\pi$  fáze. Tato část materiálu byla bez újmy na funkci u Fresnelovy čočky odstraněna.

## 2.4.2 Rezonanční změna fáze

Jednou z dalších možností, jak měnit fázi prošlého i odraženého záření na nanoúrovni, je ladění geometrických parametrů nanostruktur. Dopadající záření budí v nanostrukturách oscilace, které uvnitř nanostruktury kmitají s různou fází v závislosti na rezonanční frekvenci nanostruktury [29], [30]. Tímto interakce s nanostrukturou uděluje záření *rezonanční fázový posuv*, který je možné využít k tvarování vlnoploch dopadajícího záření. Rezonanční fázový posuv lze intuitivně vysvětlit vzhledem do rovnice harmonického oscilátoru (adaptováno z [31]), kterým jsou oscilace v podobě lokalizovaných povrchových plazmonů nebo Mieho rezonancí často popisovány. Rovnice ( 2.4 ) je zápisem sil působících na těleso podle II. Newtonova zákona:

$$m\ddot{x} = -b\dot{x} - m\omega_0^2 x + F(t), \quad ( 2.4 )$$

kde  $m$  je hmotnost oscilátoru,  $b$  je konstanta tlumení a  $\omega_0$  je vlastní frekvence oscilátoru. Členy na pravé straně rovnice ( 2.4 ) postupně zleva doprava popisují tlumicí sílu (energetické ztráty, ohmický odpor), vratnou sílu (u dielektrik vazba k atomovému jádru) a poslední člen znázorňuje vnější vynucující sílu harmonickou v čase (elektrické pole dopadajícího záření). Volné elektrony v kovu nejsou vázány a vratná síla je tak pro ně rovna nule. Po dosazení očekávaného řešení v podobě harmonického pohybu v podobě rovnice ( 2.5 )

$$x = x_0 e^{i\omega t} \quad ( 2.5 )$$

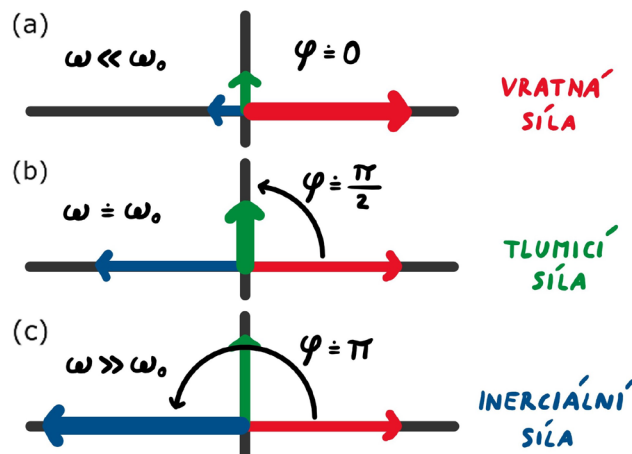
do rovnice ( 2.4 ) a přeuspořádání členů dostaneme řešení ve tvaru rovnice ( 2.6 ):

$$(-m\omega^2 + i\omega b + m\omega_0^2)x_0 e^{i\omega t} = F_0 e^{i\omega t}. \quad ( 2.6 )$$

Znaménka v této rovnici můžeme interpretovat jako fázový posuv a přepsat ji do tvaru

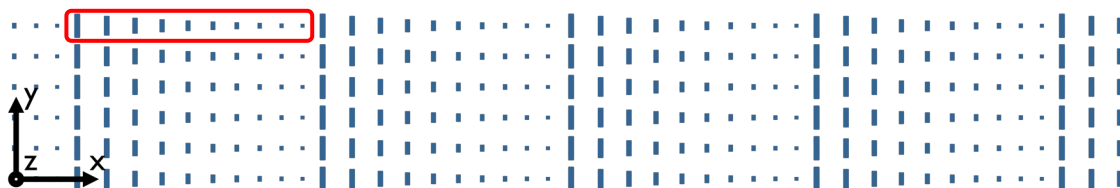
$$\left( e^{i\pi} m\omega^2 + e^{i\frac{\pi}{2}} \omega b + e^{i0} m\omega_0^2 \right) x_0 e^{i\omega t} = F_0 e^{i\omega t}. \quad ( 2.7 )$$

Analýza tohoto řešení je pro význačné intervaly frekvencí provedena identifikací nejvýznamnějších členů rovnice ( 2.7 ) a znázorněna pomocí fázorů na Obr. 3. Pro nízké frekvence ve srovnání s vlastní frekvencí  $\omega \ll \omega_0$  dokáže vratná síla držet krok s vynucující silou, jsou ve fázi a fázový rozdíl je tedy nulový, Obr. 3a. Při frekvencích srovnatelných s vlastní frekvencí  $\omega \sim \omega_0$  se členy vratné a setrvačné síly vzájemně vyruší a zůstane pouze ryze imaginární tlumicí síla, které způsobí dle Obr. 3b fázový posuv  $\frac{\pi}{2}$ . Pro případy, kdy  $\omega \gg \omega_0$ , je dominantním členem inerciální síla a dochází tak dle fázového diagramu na Obr. 3c k posuvu o celé  $\pi$  oproti vynucující síle.



**Obr. 3: Analýza řešení tlumeného harmonického oscilátoru pomocí fázového diagramu pro významné intervaly frekvencí.** (a) Pro nízké frekvence ve srovnání s vlastní frekvencí oscilátoru je dominantní vratná síla a oproti vynucující síle nevzniká žádný fázový posuv. (b) Pro frekvence v okolí vlastní frekvence oscilátoru je dominantní tlumicí síla s  $\frac{\pi}{2}$  fázovým posuvem oproti vynucující síle. (c) Pro vysoké frekvence je dominantní inerciální síla a vzniká fázový posuv  $\pi$ .

Vhodným nastavením rozměrů nanostruktur tak, aby rezonanční frekvence nanostruktury byla blízko pracovní frekvenci metapovrchu, pak lze zvětšením nebo zmenšením rozměrů nanostruktury dopadající vlně udělovat kladný nebo záporný fázový posuv v rozsahu  $\pm 0,5\pi$ . Má-li materiál vícero rezonančních frekvencí, je možné fázové posuvy vzájemně sčítat a dosáhnout tak libovolného fázového posuvu v celém rozsahu  $0 - 2\pi$ . Navíc, protože laterální rozměry nanostruktur umožňuje měnit dva parametry (šířka a délka nanostruktur), je možné každé ze dvou lineárních polarizací udělit jiný fázový posuv a tím manipulovat s polarizací světla. Kupříkladu metapovrch, který ohýbá pouze y-složku lineární polarizace je uveden na Obr. 4.



**Obr. 4: Metapovrch využívající rezonanční změnu fáze.** Pouze záření y-polarizace je odchýleno ve směru x. Každá z nanostruktur v periodě (vyznačena červeně) má různý rozměr a uděluje tak jiné fázové zpoždění.

### 2.4.3 Pancharatnamův-Berryho fázový jev

Základy této techniky manipulace fází záření položil v roce 1956 indický matematik S. Pancharatnam, které později zobecnil fyzik M. Berry, po nichž nese tato metoda název *Pancharatnamův-Berryho fázový jev*. Pancharatnamův-Berryho (PB) fázový jev umožňuje měnit fázi procházejícího kruhově polarizovaného záření rotací identických

nanostuktur tvořících metapovrch. Jeho využití pro návrh metamateriálů lze snadno vysvětlit analýzou Jonesových matic, jak bude ukázáno v následujícím odstavci, avšak taktéž pomocí interference multipólů.

U záření procházejícího anizotropním materiálem dochází ke dvojlomu a vlny různé polarizace se v něm obecně pohybují různou rychlostí v závislosti na jejich polarizačním stavu. U metamateriálů se tento fenomén nazývá tvarový dvojlom (z angl. „shape birefringence”), protože není způsoben použitým materiálem, ale tvarem jeho konstitučních jednotek. Pomocí tvarového dvojlomu lze vytvořit metamateriálové vlnové destičky s rovnakými vlastnostmi, jaké mají konvenční vlnové destičky. Jediným podstatným rozdílem však je, že metamateriálové vlnové destičky lze vytvářet s rozměry menšími než vlnová délka světla. Konstrukce a návrh nanostruktur s vlastnostmi půlvlnných destiček bude podrobněji rozebrán v kapitole 4.2. Stejně jako konvenční, tak i metamateriálové čtvrtvlnné destičky vytváří fázový rozdíl  $\frac{\pi}{2} \pm l\pi$  mezi dvěma ortogonálními polarizačními stavy a můžou tak měnit lineární polarizaci na kruhovou a opačně. Půlvlnné destičky vytváří fázový rozdíl  $\pi \pm 2l\pi$  a mění tak levotočivou kruhovou polarizaci na pravotočivou nebo mohou stáčet rovinu lineární polarizace. Zajímavý efekt, který je využíván pro návrh PB metapovrchů, vyvstává při studiu fáze kruhově polarizovaného záření procházejícího půlvlnnou destičkou. Natočením půlvlnné destičky kolem normály metapovrchu získává procházející záření dodatečný fázový posuv úměrný úhlu natočení půlvlnné destičky, jak podkládají následující rovnice ( 2.8 ) a ( 2.9 ) aparátem maticové optiky. Jonesova matice pro transmisi půlvlnnou destičkou stočenou o úhel  $\beta$  vzhledem k její rychlé ose má následovný tvar:

$$T = R(-\beta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{pmatrix} R(\beta) = \begin{pmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ \sin 2\beta & -\cos 2\beta \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

kde  $R(\beta)$  značí matici rotace kolem normály povrchu o úhel  $\beta$ . Vyšetřením působení matice  $T$  na pravotočivě polarizovanou vlnu  $J_+$  zjistíme

$$\begin{aligned} T J_+ &= \begin{pmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ \sin 2\beta & -\cos 2\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\beta + i \sin 2\beta \\ \sin 2\beta - i \cos 2\beta \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} e^{i2\beta} \\ -ie^{i2\beta} \end{pmatrix} = e^{i2\beta} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = e^{i2\beta} J_-, \end{aligned} \quad (2.9)$$

že vlna přejde v levotočivě polarizovanou vlnu  $J_-$  mající dodatečný fázový posuv  $2\beta$ . PB metapovrchy jsou obvykle tvořeny velkým množstvím nanostruktur, z nichž každá má funkci půlvlnné destičky. Změnou úhlů  $\beta$ , tj. natočením jednotlivých elementů metapovrchu, tedy lze docílit libovolného rozložení fázového profilu záření prošlého metapovrchem. Tímto je možné vytvořit mnoho různých druhů a funkcionalit metapovrchů. Kupříkladu natočení elementů metapovrchu odpovídající rovnici ( 2.10 ):

$$2\beta = \Delta\varphi = \frac{2\pi x \sin \alpha}{\lambda}, \quad (2.10)$$

kde  $\Delta\varphi$  je vzniklý fázový posuv,  $x$  je poloha nanostruktury na ose  $x$  a  $\lambda$  je vlnová délka záření, má za následek ohyb kruhově polarizovaného záření od normály k metapovrchu o úhel  $\alpha$ . Takovýto metapovrch má pak funkci ohýbače paprsků (z angl. „beam deflector“). Jde o chirální metapovrch, jehož chiralita byla zvolena směrem rotace nanostruktur. Kruhová polarizace opačné točivosti bude ohnuta o úhel  $-\alpha$ . V tomto režimu může metapovrch zároveň fungovat i jako dělič svazku podle polarizace světla. Schématické znázornění takového metapovrchu s funkcí ohýbače nebo děliče svazku s periodou desíti elementů je zobrazen na Obr. 5.



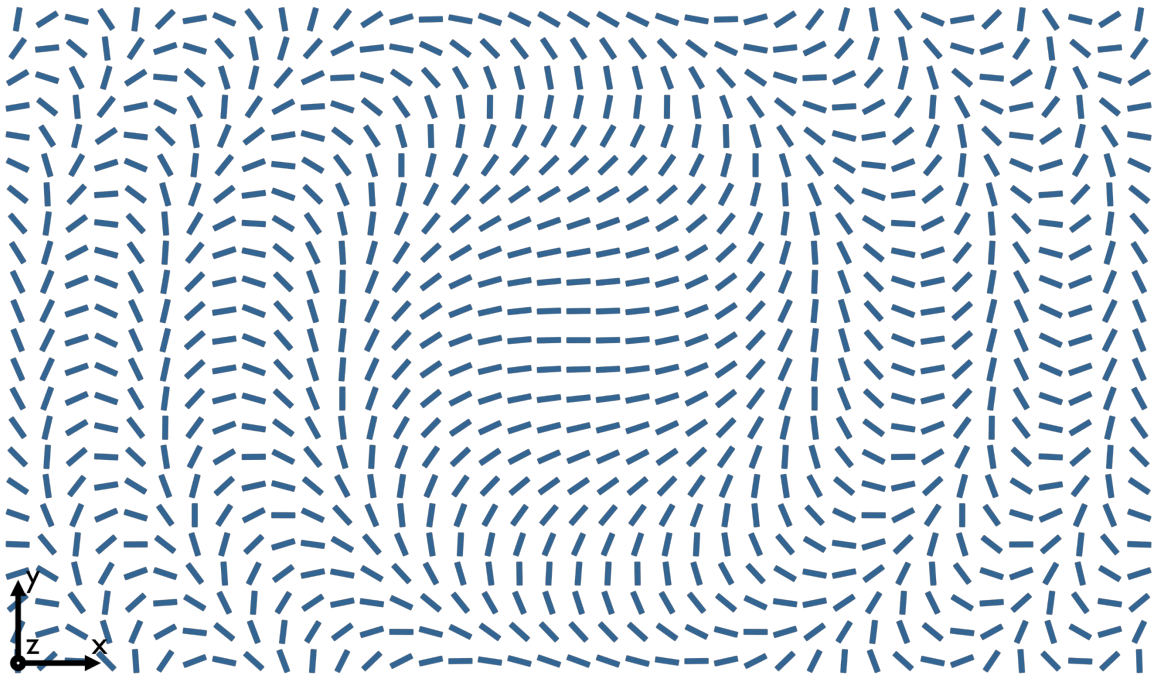
**Obr. 5: PB metapovrch s funkcí ohýbání svazku světla.** Pravotočivá polarizace se odchýlí od normály metapovrchu o úhel  $\alpha$ , zatímco levotočivá o úhel  $-\alpha$ . Každá z nanostruktur v periodě (vyznačena červeně) je malá půlvlnná destička s různým úhlem natočení.

Pokud natočení elementů splňuje kupříkladu rovnici (2.11):

$$2\beta = \Delta\varphi = \frac{2\pi(\sqrt{r^2 + f^2} - f)}{\lambda} \doteq \frac{\pi r^2}{f\lambda}, \quad (2.11)$$

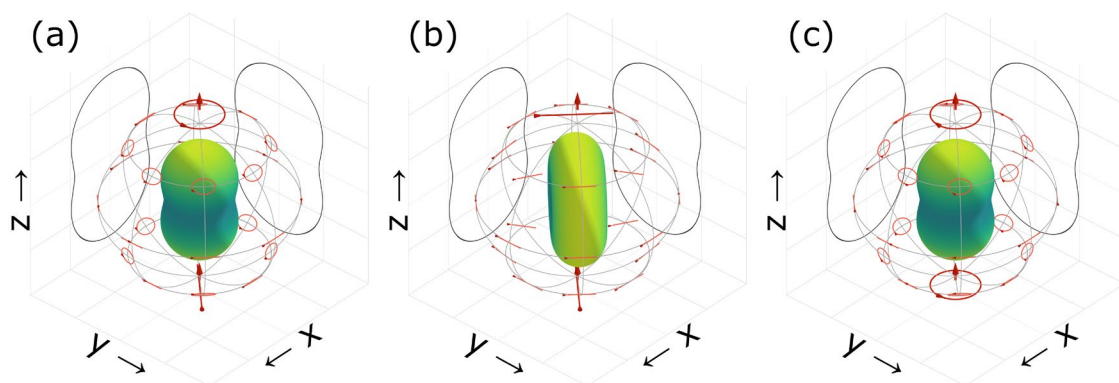
kde  $r$  je radiální vzdálenost od středu metapovrchu, bude se metapovrch pro vlnovou délku  $\lambda$  chovat jako spojná čočka s ohniskovou vzdáleností  $f$  a bude do této vzdálenosti také fokusovat rovinovou vlnu. Pro záření opačné kruhové polarizace bude metapovrch působit jako rozptylná čočka, které odpovídá ohnisková vzdálenost  $-f$ . Možné uspořádání elementů metapovrchu pro funkci optické čočky je zobrazeno na Obr. 6.

Důvod, proč se nanostruktury mohou chovat jako malé vlnové destičky, lze zdůvodnit pomocí systému multipólů. Zatímco k dosažení Kerkerova jevu bylo zapotřebí kombinovat multipóly s rozdílnou paritou, vlnové destičky vznikají kombinací multipólů se stejnou paritou. Kupříkladu interferencí elektrického dipólu orientovaného v ose  $x$  a elektrického dipólu orientovaného v ose  $y$ , majících fázový rozdíl  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ , lze vytvořit čtvrtvlnnou destičku (QWP z angl. „Quarter-Wave Plate“) a fázovým rozdílem  $\Delta\varphi = \pi$  zase lze vytvořit půlvlnnou destičku (HWP z angl. „Half-Wave Plate“). Přesně jako klasická vlnová destička z dvojlomného materiálu tato kombinace multipólů s  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$



**Obr. 6: PB metapovrch fungující jako optická čočka.** Každá z nanostruktur je malá půlvlnná destička s různým úhlem natočení.

(QWP) na Obr. 7a transformuje lineární x-y polarizaci dopadající ze směru -z na kruhovou polarizaci šířící se ve směru +z. Na Obr. 7b jsou tytéž multipóly s  $\Delta\varphi = \pi$  (HWP), kde stáčí lineární polarizaci o dvojnásobek úhlu mezi dopadající polarizací a rychlou osou vlnové destičky (osou x). Na Obr. 7c zase HWP tvořená těmito multipóly transformuje levotočivou kruhovou polarizaci na pravotočivou kruhovou polarizaci stejně, jako by činila konvenční půlvlnná destička.



**Obr. 7: Vlnové destičky tvořené kombinací elektrického dipólu orientovaného v ose x a druhého elektrického dipólu orientovaného v ose y.** Červené křivky zobrazují polarizační stav záření vyzářeného do příslušných směrů. (a) QWP transformuje lineární polarizaci na kruhovou. (b) HWP stáčí lineární polarizaci. (c) HWP mění pravotočivou kruhovou polarizaci na levotočivou.

## 2.4.4 Shrnutí manipulace fází záření

V předcházejících podkapitolách bylo uvedeno několik metod manipulace fází. Propagační změna fáze spoléhá na rozdílnou rychlost šíření záření různými materiály. Prostorová modulace fáze je pak realizována změnou indexu lomu materiálu v daném bodě roviny nebo tloušťky materiálu, jako u konvenčních čoček. Tento přístup je však nekompatibilní s nanofabrikačními postupy. U metapovrchů pracujících s rezonančním fázovým posuvem je fázový profil vytvářen změnou rozměrů nanostruktur. Rozložením asymetrických prvků je navíc možné zároveň vytvořit odlišný fázový profil v závislosti na polarizaci světla. Tyto metapovrchy pracují s libovolnou polarizací záření, je však nutné optimalizovat rozměry nanostruktur pro každý požadovaný fázový krok zvlášť. Oproti tomu PB metapovrchy vyžadují pouze jediný typ nanostruktury, která funguje jako půlvlnná destička. Různým natočením těchto identických nanostruktur podél normály k metapovrchu (osy  $z$ ) je pak možné vytvarovat libovolný fázový profil prošlého záření. PB metapovrchy však fungují pouze pro kruhově polarizované záření.

## 2.5 BAREVNÉ FILTRY

Vnímání barev značně obohacuje množství vjemů, které je organismus schopen zachytit zrakem. Nepřekvapí proto, že schopnost rozlišovat světlo na základě vlnové délky – barvy – je četně zastoupena v živočišné říši. Vnímání barev se během evoluce několikrát na sobě nezávisle vyvinulo u většiny savců, ptáků, ryb a hmyzu, kterým napomáhá při hledání potravy a partnerů. Obzvlášť v životě člověka hraje barva důležitou roli, nejen kvůli jejímu estetickému a symbolickému významu. Schopnost zachytit barvu i na digitální kameru nebo ji zobrazit pomocí obrazovky má proto v dnešní době veliký význam. V následujících podkapitolách bude představen matematický aparát k popisu barev a možnosti jejich separace. Zvlášť budou prezentovány konvenční barevné filtry a metamateriálové barevné filtry sloužící k separaci barev, mezi nimiž bude rozlišena reflexní a transmisní konfigurace.

### 2.5.1 Teorie barev

Barva je subjektivní počitek vnímaný při dopadu viditelné části spektra elektromagnetického záření do oka. Subjektivita barvy je důsledkem nerovnoměrného rozdělení barvocitlivých buněk mezi jedinci populace. Běžné lidské oko má tři druhy barvocitlivých buněk – čípků, a označujeme je proto jako trichromatické. Každý ze tří druhů čípků je citlivější v jiném rozsahu vlnových délek z toho důvodu, že obsahuje jiný druh světlo-citlivého proteinu. Maxima citlivosti těchto proteinů připadají na modrou, zelenou a červenou barvu, které proto označujeme jako primární barvy. Jsou však i jedinci s poruchou barevného vidění, kteří mají pouze dva nebo méně druhů barvocitlivých buněk nebo naopak jedinci se čtyřmi druhy – tetrachromaté, což značně ovlivňuje jejich schopnost rozlišovat barvy. Zároveň se také naše vnímání barvy liší

v závislosti na světelných podmínkách (Purkyňův jev [32]) a barvě světla, které jsme byli vystaveni v nedávné době (Troxlerův efekt [33]). Všechny tyto uvedené důvody vedly k potřebě barevný počítetek standardizovat a vzniklo tak několik široce používaných standardů. Mezi nejpoužívanější z nich patří standard CIE 1931 (Mezinárodní komise pro osvětlení z fran. „Commission internationale de l'éclairage“). Ten definuje barevné souřadnice  $X$ ,  $Y$  a  $Z$  pomocí integrace barevného spektra přes tři křivky spektrální citlivosti oka,  $\bar{x}_\lambda$ ,  $\bar{y}_\lambda$  a  $\bar{z}_\lambda$ , zobrazených na Obr. 8, podle rovnic ( 2.12 ):

$$X = \int_{\lambda} E(\lambda) \bar{x}_\lambda d\lambda, \quad Y = \int_{\lambda} E(\lambda) \bar{y}_\lambda d\lambda, \quad Z = \int_{\lambda} E(\lambda) \bar{z}_\lambda d\lambda, \quad ( 2.12 )$$

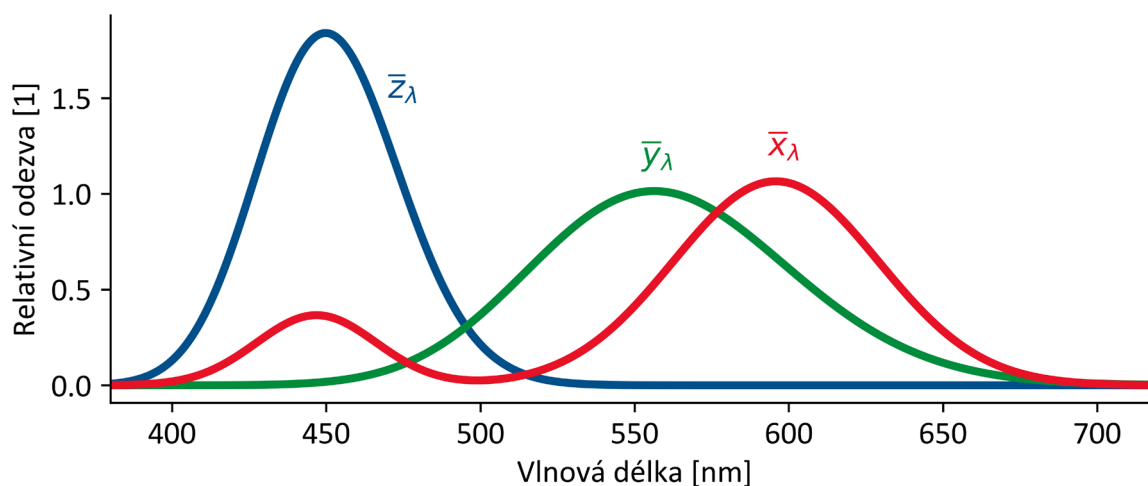
kde  $E(\lambda)$  je spektrální zářivost zdroje světla a  $\int_{\lambda}$  značí integraci přes celé viditelné spektrum. Takto spočítané barevné složky lze výhodně převést do redukovaných souřadnic  $x$ ,  $y$  a  $z$  podle rovnic ( 2.13 ):

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}, \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z}, \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z}. \quad ( 2.13 )$$

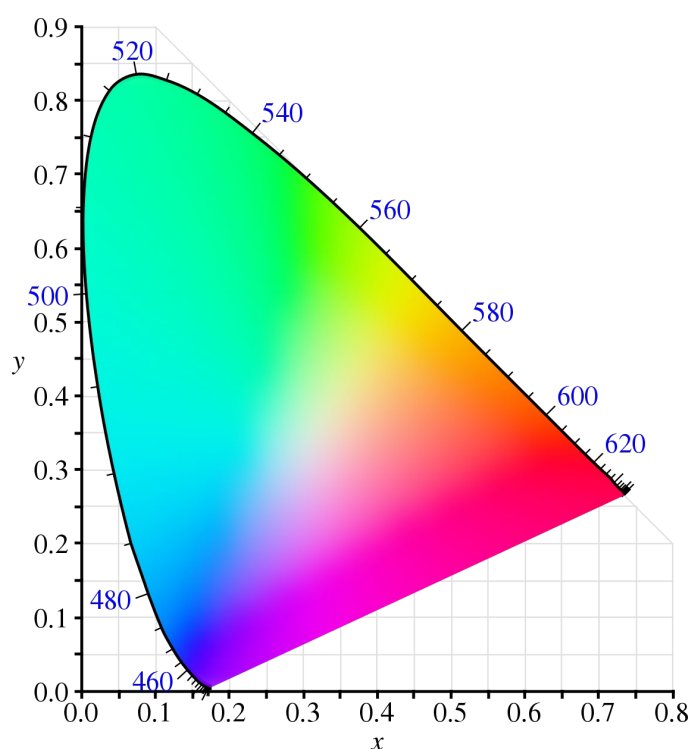
Redukované souřadnice  $x$  a  $y$  pak lze z Obr. 9 přímo interpretovat jako barvu světla. Kvůli normování součtu  $x, y$  a  $z$  k jedničce je pak jedna ze souřadnic nadbytečná (souřadnice  $z$ ), avšak tímto normováním se současně ztrácí informace o intenzitě světla. V tomto barevném diagramu se na obvodu vyskytují plně saturované, monochromatické barvy. Směrem k bodu  $x, y = (0,31; 0,33)$ , jemuž odpovídá bílá barva definovaná zářením černého tělesa o teplotě 6500 K, saturace klesá, což by se ve spektru projevilo větší pološířkou píku. Ke každé barvě existuje i její komplementární barva, jejichž smícháním vznikne bílá barva. V barevném diagramu se komplementární barva nachází na opačné straně spojnice s bílou barvou.

Nelineární transformací nebo pomocí softwaru na převod barevných souřadnic pak lze hodnoty z CIE prostoru převést do sRGB prostoru, který je jedním z nejpoužívanějších barevných standardů na poli digitální fotografie, zobrazení i tisku. V tomto formátu lze barvy jednoduše předkládat digitálním zařízením k zobrazení.





**Obr. 8:** CIE křivky spektrální citlivosti lidského oka. Adaptováno z [34].

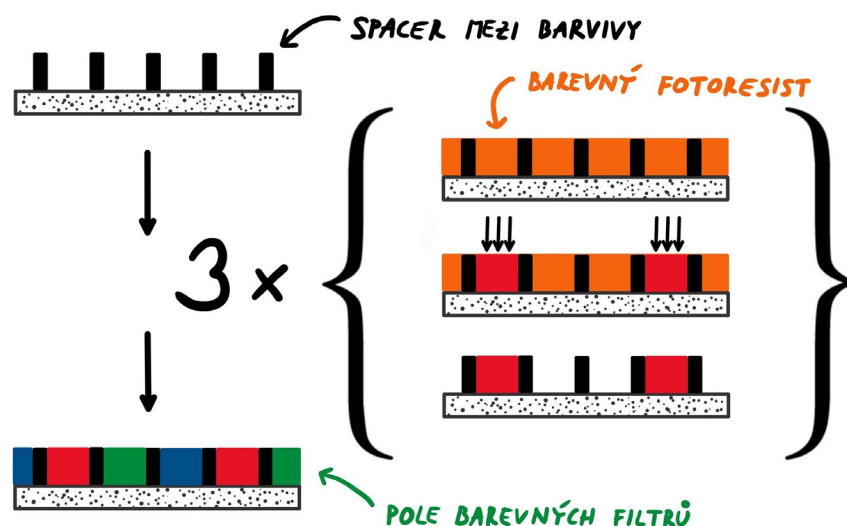


**Obr. 9:** CIE barevný prostor. Po obvodu jsou vyznačeny vlnové délky příslušných monochromatických barev. Převzato z [35].

## 2.5.2 Konvenční barevné filtry

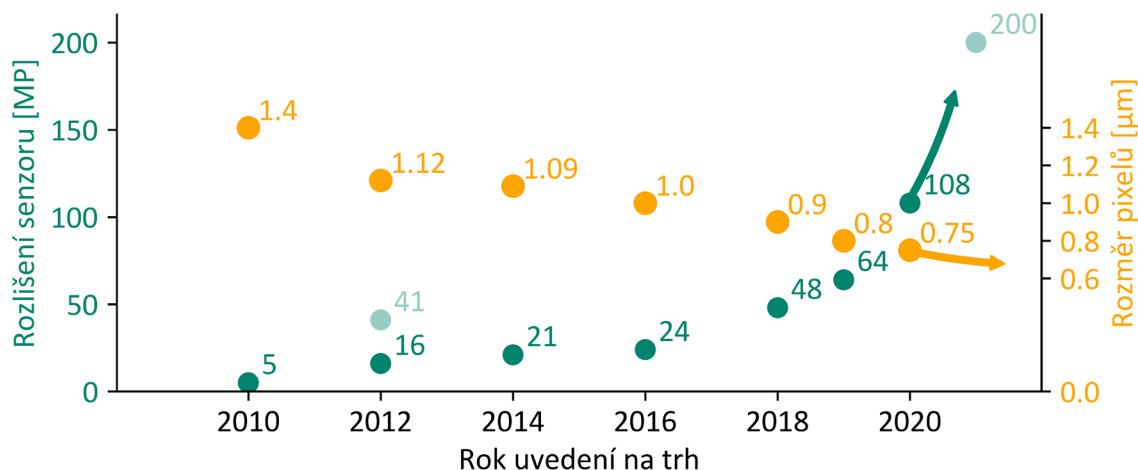
Konvenční barevné filtry, používané například v digitálních kamerách a skenerech, sestávají z mozaiky pigmentových barviv, která selektivně absorbují široké spektrum vlnových délek a propouštějí pouze vlnové délky určené k zaznamenání na fotodetektoru. Bez barevného filtru by fotodetektory byly citlivé pouze na intenzitu světla. Zdaleka nejčastěji používané uspořádání barev je tzv. *RGGB Bayerův filtr*, kde čtvercové subpixely pokrývají rovinu červeným (R), zeleným (G) a modrým (B) pigmentem v poměru 1:2:1, čímž mimikují trichromatické vidění oka. Na zelenou barvu

je oko nejcitlivější, a proto je v uspořádání Bayerova filtru zastoupena nejvíce. Pigmenty jsou na fotodetektor nanášeny třemi fotolitografickými cykly, jak naznačuje Obr. 10. Při každém cyklu je na fotodetektor nanесena vrstva pozitivního nebo negativního fotorezistu obsahující jeden druh barviva a selektivním ozářením přes kovovou masku dojde k lokální expozici fotorezistu s barvivem. Po odstranění zbylé části fotorezistu dojde k ulpění barviva pouze na určených místech barevného filtru. Tento postup se pak opakuje pro každé RGB barvivo k vytvoření výsledné barevné mozaiky [36], [37]. Tloušťka organické pigmentové vrstvy se pohybuje v rozsahu 1-5  $\mu\text{m}$  a rozměry pixelu v dnešních kamerách se liší podle aplikace od jednotek  $\mu\text{m}$  po desítky  $\mu\text{m}$ . Barevné pixely od sebe mohou být odděleny kovovým spacerem, který zabraňuje interferenci mezi sousedními pixely [38]. Tato kovová mřížka však způsobuje nechtěný odraz dopadajícího záření, čímž snižuje množství senzorem zachytilného světla.



**Obr. 10:** Schéma postupu výroby konvenčních barevných filtrů. Nejdříve jsou litografií nanесeny kovové spacery, které vzájemně oddělují plochy barevných pixelů. Následně jsou třemi fotolitografickými kroky nanášeny tři barviva obsahující fotorezisty, čímž vznikne barevná mozaika.

Při pohledu na rozlišení fotosenzorů v mobilních zařízeních a jeho vývoj v nedávných letech lze shledat, že zájem o stále navyšování rozlišení fotosenzorů stále existuje, jak ukazuje Obr. 11. Po nedávném představení prvního mobilního senzoru s rozlišením 108 MP (Mega-Pixel = 1 000 000 pixelů) v roce 2020 je již připravováno uvedení 200 MP senzoru pro rok 2021. K zvětšení rozlišení senzorů však dochází z největší míry navýšením plochy senzoru, spíše než zmenšením jednotlivých pixelů. To sice umožňuje senzoru zachytit více světla, což vede k nižšímu šumu, ale pro uplatnění v mobilním telefonu to není nejvhodnější řešení, kvůli současnému navýšení objemu modulu fotoaparátu a s ním spojené optiky. Z Obr. 11 je též patrná stagnace ve zmenšování velikosti jednotlivých pixelů. To i přesto, že má smysl jejich rozměry zmenšovat až na úroveň poloviny difrakčního limitu (protože až 2x2 barevné pixely obsáhnou celou barevnou informaci z difrakčně limitované stopy). Jedním z omezení, proč již nedochází



**Obr. 11: Časový vývoj nejvyššího dosaženého rozlišení a nejmenších rozměrů pixelů v senzorech mobilních telefonů v letech 2010-2020.** Je zachycen razantní nárůst rozlišení senzorů v posledních letech, ale stagnace rozměrů pixelů. Část dat byla převzata z [39].

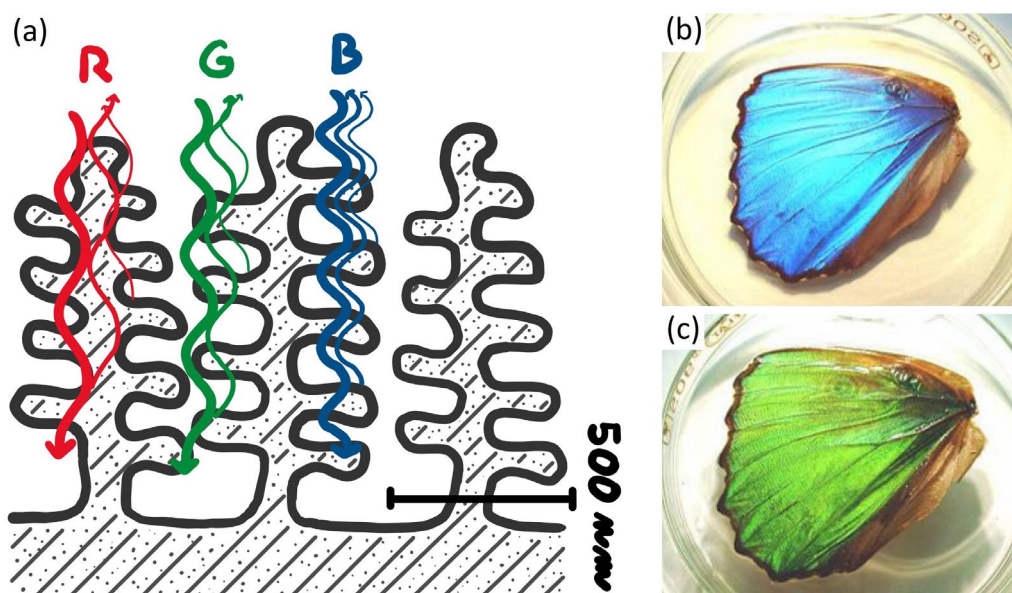
k vyšší integraci pixelů, jsou právě tyto konvenční barevné filtry, které při zmenšování již nedokáží příliš dobře filtrovat světlo. Kvůli nižšímu obsahu barevného pigmentu a zároveň relativnímu navýšení plochy kovových spacerů mezi pixely již filtry hůře absorbují barvy a současně odrážejí více záření.

### 2.5.3 Strukturální zbarvení v přírodě

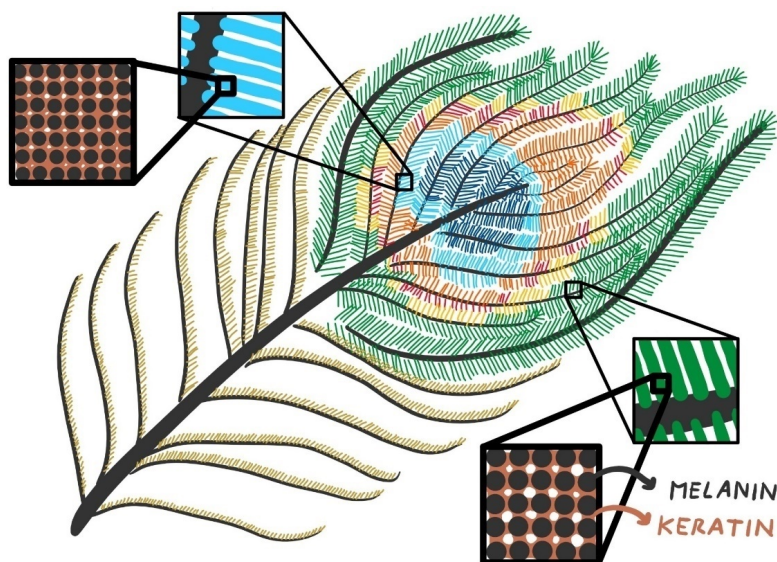
Ve vědeckých pracích zabývajících se separací barev pomocí nanostruktur je nejen normou, ale i velice příslušné, uvést příklady z říše živočichů, jako je kupříkladu motýl *Morpho*. Modré zbarvení jeho křídel není pigmentového původu jako je to v přírodě u většiny ostatních barev obvyklé, nýbrž pochází z interference světla odraženého na struktuře šupin, jimiž má pokrytá svá křídla, jak ukazuje Obr. 12a. Motýli tohoto zbarvení využívají k upoutání pozornosti samic nebo k odstrašení predátorů. Kdyby však křídla byla smáčena v kapalině o vyšším indexu lomu než má vzduch, efektivní rozměr dutin ve struktuře šupin by vlivem cizí kapaliny narostl a ke konstruktivní interferenci by došlo na delší vlnové délce. To ukazuje ukazuje Obr. 12c, kde je totéž křídlo z Obr. 12b, které bylo smáčeno lihem.

Mezi další příklady živočichů využívajících strukturálního zbarvení patří dobře známí zástupci rodu pávů. Jejich nápadný nadocasný chvost získává svoji barvu z periodického uspořádání nanostruktur tvořících nejjemnější stavbu jejich pera. Ta je sestavena z mikroskopických melaninových tyčinek spojených keratinem se vzduchovými mezerami, jak ukazuje Obr. 13. Melaninové tyčinky tvoří periodickou mřížku, jenž udává výslednou odraženou barvu světla právě počtem period mřížky a její periodou [40]. Pozornost samic se jistě daří upoutat i samcům *Kočkodana Tantalus* (Obr. 14a) [41], kteří pro své nápadné zbarvení využívají nanostruktur tvarem podobných těm, které

najdeme v pavím peru, avšak tvořených kolagenovými nanostrukturami v podkožní vrstvě. Obdobné struktury se vyskytují i u vran (Obr. 14b) a peří mnoha dalšího ptactva [42], ale překvapivě třeba také i u mořských mnohoštětinatců (Obr. 14b) [43].

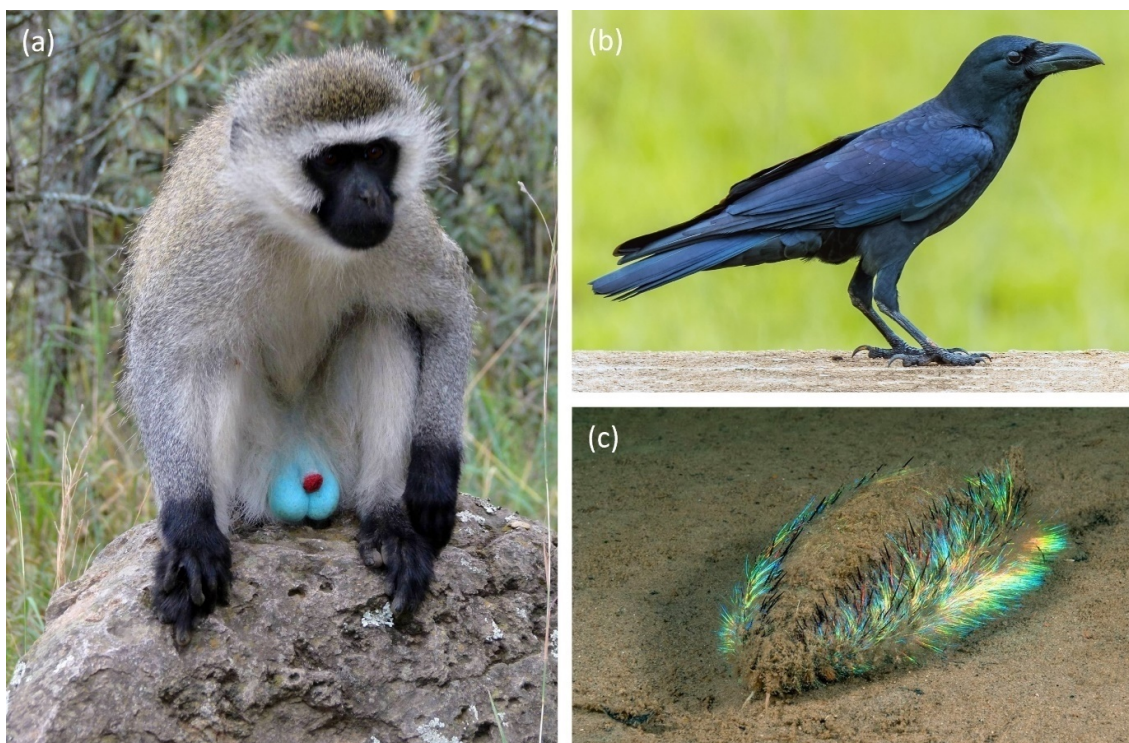


**Obr. 12: Šupiny motýlů *Morpho* z čeledi babočkovitých.** Struktura jejich šupin dává vzniknout půvabným barvám interference vln odražených na výstupcích chitinových nanostruktur. (a) Běžně konstruktivní interference odraženého světla nastává pro modrou barvu. (b) Po ponoření téhož křídla do lihu nastává konstruktivní interference pro zelenou barvu světla, protože se zvětšil index lomu vyplňující dutiny v nanostrukturách. Fotografie byly převzaty z [44].



**Obr. 13: Nadocasní pero páva korunkatého.** Různé barvy, které jej zdobí, jsou strukturálního původu. Změnou periody mřížky melaninových tyčinek propojených keratinovým pojivem uspořádaných těsně pod povrchem pera lze měnit barvu světla pro kterou nastane maximum odrazu od hnědé přes zelenou až k sytě modré.














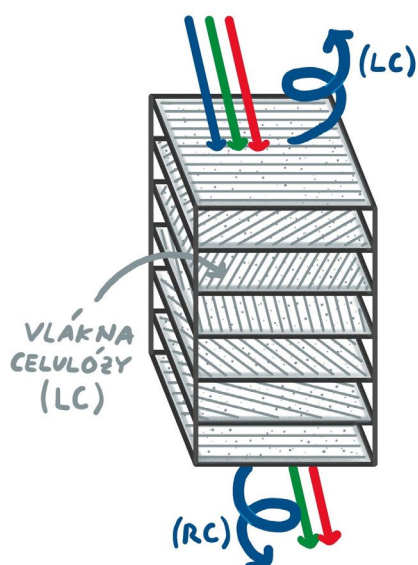
**Obr. 14: Příklady strukturálního zbarvení z živočišné říše. (a) Kočkodan *Tantalus*, převzato z [45]. (b) Vrána hrubozobá, převzato z [46]. (c) Afroditka plstnatá, převzato z [47].**

Dalším zajímavým mechanismem, který se v souvislosti s generováním barev u organismů vyvinul, je schopnost mít různou odezvu v závislosti na polarizačním stavu světla. Například kutikula zástupců rodu *Chrysina* obsahuje v mnoha vrstvách postupně rotující chitinová vlákna, což způsobuje rozdílnou interakce s levo- a pravo-točivou kruhovou polarizací. Jejich zelená barva je odrážena pouze v levotočivé polarizaci, zatímco v pravotočivé polarizaci se tyto brouci jeví hnědí, což je dáno absorpcí na melaninu obsaženém v mezivrstvách kutikuly [48], [49]. Na Obr. 15 jsou fotografie tří zástupců rodu *Chrysina* osvětlených levo- a pravo-točivou kruhovou polarizací a nepolarizovaným světlem.

Podobná adaptace se vyskytuje i u rostlin, které tvoří šroubovicové vrstevnaté struktury z celulóзовých vláken. U plodů *Pollia condensata*, majících jasně lesklou modrou barvu, se toto strukturní zbarvení pravděpodobně vyvinulo, aby bylo pro přenašeče semen lákavé po dlouhou dobu, aniž by rostlinu musela vydávat energii na produkci čerstvé dužiny [50], [51]. Barva je způsobena Braggovým odrazem na celulóзовých mezivrstvách pro modré vlnové délky. Na Obr. 16 si tyto plody zachovávají jasnou barvu, i přestože rostlina již dávno odumřela a byla desítky let naložena v lihu.

Beetle name	LC polarizer	No polarizer	RC polarizer
<i>C. woodi</i>			
<i>C. gloriosa</i>			
<i>C. chrysargyrea</i>			

**Obr. 15: Fotografie tří zástupců rodu *Chrysina* vyfotografovaných pod různě polarizovaným osvětlením. Pro levotočivou polarizace (LC) odrážejí zelenou barvu, zatímco pro pravotočivou polarizaci (RC) barvu hnědou. Převzato z [49].**



**Obr. 16: Princip generace strukturálního zbarvení u rostliny *Pollia condensata*. Vlevo je schematicky znázorněna vrstevnatá struktura celulóзовých vláken, která způsobuje odraz modrého světla levotočivé polarizace (LC), zatímco pravotočivé polarizaci (RC) umožňuje projít. Vpravo je fotografie plodů *Pollia condensata* převzatá z [50]. Plody si zachovávají jasnou barvu, i přestože rostlina již dávno odumřela, poněvadž zbarvení není pigmentového původu.**

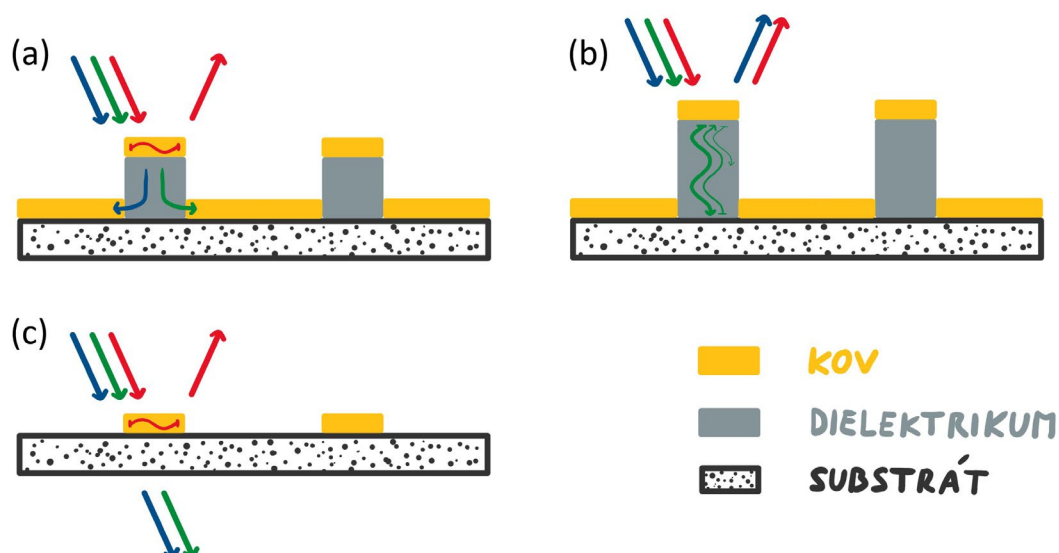
## 2.5.4 Metamateriálové barevné filtry

Jako alternativa k využití pigmentů pro separaci barev světla se objevují metapovrchy s frekvenčně závislou odezvou. Takové metapovrchy lze navrhnout jak v reflexním, tak v transmisním režimu, kdy metapovrch selektivně odráží nebo propouští z celého spektra jen určitý frekvenční rozsah. Jelikož je pro návrh metapovrchů používáno

anorganických materiálů namísto organických pigmentů, mají metapovrchy obecně vyšší odolnost vůči působení vnějších podmínek, jako je fotodegradace UV zářením, či termální degradace teplotou [52]. Zároveň jsou zařízení na bázi metapovrchů snadněji recyklovatelné oproti různým organickým barvivům využitých v konvenčních barevných filtrech [4]. Z praktického hlediska je transmisní typ metapovrchů výhodnější konfigurací, protože umožňuje sériové řazení optických prvků za sebe do optické dráhy nebo nanesení barevného filtru přímo na fotodetektor. V následujících dvou podkapitolách budou uvedeny příklady moderních reflexních i transmisních metapovrchů pro strukturální zbarvení spolu s popisem principu jejich operace.

#### 2.5.4.1 Reflexní

Častá konfigurace reflexních metapovrchů sestává z kovových nano-antén a kovové vrstvy od sebe oddělených tenkou vrstvou nebo nano-sloupci dielektrika. Horní nano-anténa svým rozměrem určuje frekvenci plazmonové rezonance a tím i vlnovou délku světla, na které bude s anténou docházet k největší interakci a světlo tak bude i nejvíce rozptylováno. Dielektrická vrstva může mít v závislosti na návrhu metapovrchu dvojí funkci. Primárním účelem dielektrické mezivrstvy je prostorové oddělení horní kovové nano-antény a spodní kovové odrazivé vrstvy („back-reflector“) [53]–[55]. V horní anténě vybuzené dipólové oscilace elektronů totiž způsobují dipólové oscilace opačné orientace ve spodní kovové vrstvě. Kdyby byly tyto dva dipóly příliš blízko sebe, došlo by k jejich vzájemnému vyrušení v dalekém poli [56]. Odtud plyne potřeba kovové antény separovat od spodní kovové vrstvy, běžně alespoň 20 nm. Zároveň také dielektrikum částečně náboje ze spodní kovové vrstvy stíní a snižují tak efekt interakce dipólů v protifázi. Tento typ metapovrchů umožňuje generovat aditivní barvy v širokém spektrálním rozsahu s udávanou účinností až 70 % a je zobrazen na Obr. 17a. Druhý typ využití dielektrické mezivrstvy lze najít u metapovrchů pracujících se subtraktivními barvami (v odraženém spektru chybí určitý interval frekvencí). K rezonanci s dopadajícím světlem dochází v dielektrických nano-válečcích namísto kovových vrstev, které nyní přejímají funkci Fabry-Perotova rezonátoru a zesilují interakci dielektrika se světlem [57], [58]. V dielektriku dochází k absorpci velmi úzkého frekvenčního rozsahu, s šířkou kolem 50 nm, a metapovrch tak odráží velice syté subtraktivní barvy s účinností pohybující se kolem 70 %. Takovýto typ metapovrchu je zobrazen na Obr. 17b. Metapovrchy bez spodní kovové vrstvy často pracují v aditivním i subtraktivním režimu zároveň. Zpětně odrážejí aditivní barvy a propouští barvy subtraktivní, jak naznačuje Obr. 17c. Pokud jsou antény tvořeny kovovým materiálem, interakce probíhá především pomocí lokalizovaných povrchových plazmonů a zároveň dochází ke značným ztrátám (40-70 %) [59]. Při použití dielektrických antén je možné určovat poměr mezi reflexí a transmisí pomocí nastavení splnění Kerkerovy podmínky pro konkrétní vlnové délky.



**Obr. 17: Příklady metapovrchů pro strukturální zbarvení pracujících v reflexním režimu.** (a) Oscilace v horní kovové anténě způsobují odraz záření konkrétní barvy. Ostatní barvy jsou vázány do substrátu a absorbovány. (b) Kovová vrstva má funkci Fabry-Perotova rezonátoru, čímž umožňují dielektriku záření určité barvy účinně absorbovat. V odraženém spektru pak tato barva chybí. (c) Kovové antény na substrátu způsobují odraz konkrétní barvy, zatímco ostatní barvy procházejí skrz.

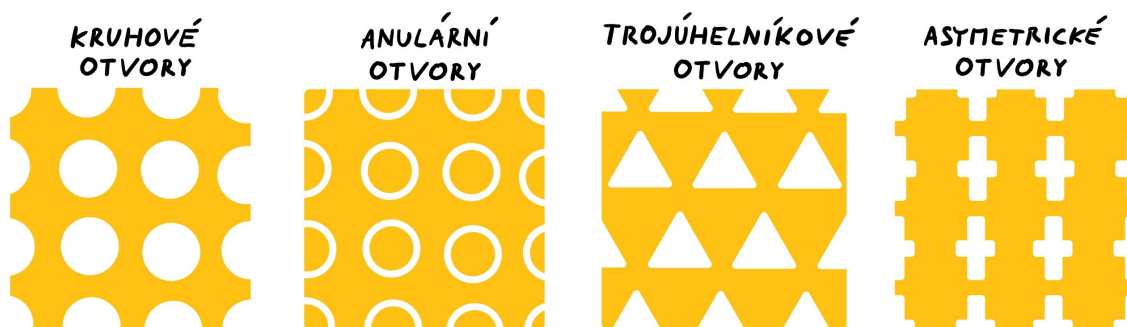
#### 2.5.4.2 Transmisivní

Historicky první typ transmisních metapovrchů je spojen s jevem zvaným *mimořádný optický přenos* (EOT z angl. „Extraordinary Optical Transmission”). Při EOT dochází k průchodu záření otvory v kovové vrstvě ve větší míře, než by předpovídala geometrická optika a zároveň může záření procházet otvory menšími, než je vlnová délka záření. To je umožněno vznikem povrchových plazmonů (SPP z angl. „Surface Plasmon Polariton”) na straně vrstvy, ze které záření dopadá, následnou propagací SPP na druhou stranu kovové vrstvy, kde spolu SPP od jednotlivých otvorů interferují a záření se opět vyvazuje [60]. Barvu světla propuštěnou při EOT lze ladit periodicitou otvorů v kovové vrstvě, jejich rozměrem a také použitým kovem a jeho tloušťkou. S rostoucí periodou otvorů roste vlnová délka propuštěného záření [61] a s rostoucí velikostí otvorů roste celková účinnost průchodu [62]. Pro návrh metapovrchů na principu EOT je využíváno několik různých druhů geometrie otvorů, z nichž ty, které budou dále diskutovány, jsou uvedeny na Obr. 18. Nejčastěji jsou otvory kruhové, což vede ke zvýšené účinnosti pro nepolarizované světlo a jednoduchosti designu [62]–[64]. K dalšímu navýšení účinnosti lze přispět optimalizací tvaru děr na trojúhelníky sestaveny v hexagonální mřížce [65]. Druhou možností je nanesení stejného materiálu jako je substrát i na druhou stranu kovové vrstvy. Plazmony se tak navazují i vyvazují na téže vlnové délce, což přispívá k navýšení účinnosti [66]. I přesto však účinnost tohoto typu barevných filtrů nepřesahuje 60 % a dále klesá se zmenšováním plochy barevného filtru. To proto, že princip průchodu záření je založen na vzájemné interakci mezi otvory a pro malé rozměry mřížky mají otvory příliš málo blízkých sousedů. Je také možné otvory v kovové vrstvě navrhnout asymetricky tak, aby pro každou polarizaci měla struktura rozdílnou



rezonanční frekvenci. Otáčením metapovrchem pak lze spojitě měnit barvu propuštěného světla [67], [68]. Na rozdíl od kruhových otvorů, prstencové apertury nemají silnou závislost na periodě a namísto toho se rezonanční frekvence může volit šířkou prstencového mezikruží. Tento design má výhodu v robustnosti vůči úhlu dopadu záření, avšak jeho účinnost v propouštění záření ve viditelném spektru je velice nízká [69], [70].

Podobným uspořádáním jako u metapovrchů založených na transmissi děrovanou kovovou vrstvou lze filtrovat barvy i dielektrickými metapovrchy s otvory ve vrstvě dielektrika. Namísto interference SPP zde však transmissi zprostředkovávají optické rezonance [71]. Propuštěná barva tak není ovlivněna periodicitou otvorů, avšak namísto toho velikostí otvorů. Kontraintuitivně k dosažení rezonance na nižších vlnových délkách je využíváno otvorů s větším průměrem než pro delší vlnové délky. Autoři udávají propustnost na navržených vlnových délkách až 80 %, avšak vytvořené aditivní barvy nejsou příliš syté. S podobně vysokou účinností a nízkou sytostí lze vytvořit i subtraktivní barvy v transmissním režimu pomocí rezonancí v dielektrických nano-válečkách. Pomocí interference elektrického a magnetického dipólu lze selektivně zvýšit absorpci určité vlnové délky až téměř na 100 % [72], [73]. Tato vlnová délka pak v prošlém spektru chybí a vzniká tak subtraktivní barva.



**Obr. 18:** Příklady geometrií otvorů v kovových vrstvách pro strukturální zbarvení metapovrchů pracujících v transmissním režimu. Různé otvory propůjčují metapovrchu různé vlastnosti propuštěného světla.

## 2.6 POLARIZAČNÍ FILTRY

Polarizační filtry jsou optické prvky se schopností separovat nebo selektivně absorbovat určité polarizační stavy světla. Své uplatnění nacházejí v elipsometrii –metodě pro měření vlastností tenkých vrstev, v LCD panelech, 3D kině a také ve fotografii. Od svého objevu na počátku 19. století již bylo vyvinuto mnoho metod na separaci polarizací. Mezi hlavní metody k separaci polarizací patří polarizace odrazem při Brewsterově úhlu, separace polarizace při průchodu dvojlomným prostředím nebo absorpce v dichroických materiálech. Metoda Brewsterova úhlu využívá faktu, že odraz na rozhraní dvou prostředí má polarizačně závislé koeficienty odrazu. Při dopadu záření pod specifickým

úhlem – Brewsterovým úhlem  $\alpha_B$  – daným rovnicí ( 2.14 ), dojde k odrazu pouze záření polarizované kolmo na rovinu dopadu.

$$\alpha_B = \tan^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad ( 2.14 )$$

kde  $n_1$  a  $n_2$  jsou indexy lomu prvního a druhého prostředí. Tímto způsobem lze však separovat pouze část přenášeného výkonu, protože jistá část výkonu vždy prochází do druhého prostředí. Hlavní využití tohoto jevu se nachází v laserech v podobě Brewsterova okénka. Zde se odrazem jedné polarizace mimo rezonátor laseru této polarizaci významně zvyšují ztráty, což umožní druhé polarizaci v rezonátoru dominovat a ustanovit tak hlavní mód laseru. Další metoda separace polarizací spočívá ve využití anizotropního materiálu. Při dopadu záření pod nenulovým úhlem vzhledem k optické ose anizotropního materiálu se polarizační složky záření lámou pod různými úhly v podobě řádného a mimořádného paprsku. Následně je možné od sebe tyto dva paprsky oddělit pomocí totálního odrazu na rozhraní materiálu pod vhodně zvoleným úhlem. Obě výše zmíněné metody však vyžadují objemové elementy a nejsou tak vhodným doplňkem k miniaturizaci, o kterou se metapovrchy snaží.

Z metod realizace polarizačních filtrů jsou s planárními technologiemi výroby kompatibilní nanočásticové polarizační filtry a polarizační filtry s řadou lineárních vodičů. Nanočásticové polarizační filtry využívají v jednom směru protažených kovových nanočástic k selektivní absorpci záření polarizovaného paralelně s protažením nanočástic [74], [75]. Princip polarizačních filtrů na bázi lineárních vodičů spočívá v možnosti vybuzení oscilací volných nábojů uvnitř lineárních vodičů polarizací, která je s lineárními vodiči rovnoběžná. Tyto oscilace volných nábojů pak způsobí odraz záření jako na kovovém zrcadle. Aby lineární vodiče mohli mít funkci zrcadla, musí být jejich perioda nižší než vlnová délka záření. Běžně se využívá zlatých nebo hliníkových vodičů s periodou kolem 200 nm a tloušťkou vodičů kolem 100 nm [76]–[78].

### 3 EXPERIMENTÁLNÍ METODY POUŽITÉ V PRÁCI

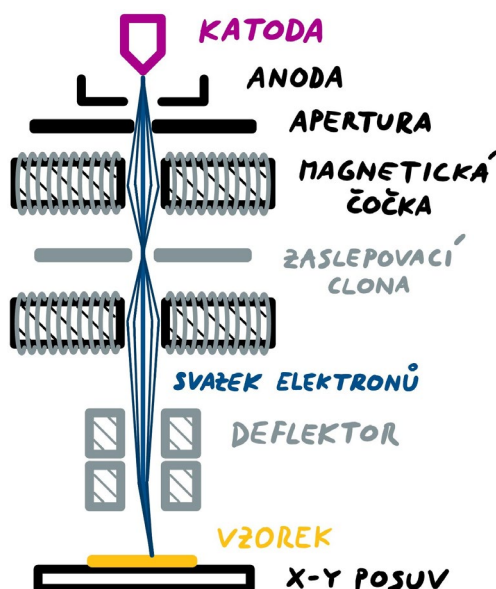
V této kapitole jsou uvedeny všechny význačné experimentální metody využité pro účely této práce. Z nanofabrikačních technik je představena metoda elektronové litografie, pomocí níž lze vytvářet vzory v elektronovém rezistu, pro záměry následných depozičních technik. Dále je představena metoda depozice atomárních vrstev, umožňující deponovat extrémně komformní vrstvy s přesně definovanou tloušťkou a metoda iontového leptání pro jejich odstranění. Z numerických metod je uvedena metoda konečných diferencí v časové doméně, která byla využita při simulacích pro optimalizaci rozměrů nanostruktur. Následuje popis metody rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli, pomocí níž bude vytvořený metapovrch charakterizován.

#### 3.1 ELEKTRONOVÁ LITOGRAFIE

Metoda elektronové litografie umožňuje vytvářet struktury s minimální velikostí obvykle v řádu desítek nanometrů velice efektivním způsobem bez potřeby masky, jako je tomu u litografie optické. Cenou za zvýšenou přesnost je však čas potřebný k vytvoření struktur, jelikož u standardních systémů chybí schopnost paralelního ozařování, jakou má litografie optická. Elektronová litografie je proto vhodná převážně pro účely prototypování nebo výroby masek či malého počtu vzorků.

Nezbytnou ingrediencí elektronové litografie jsou elektronové rezistory. Jde nejčastěji o polymery, mezi nimiž rozlišujeme pozitivní a negativní rezistory. Pozitivní rezistory po ozáření elektronovým svazkem změni svoji strukturu tak, že jsou snadněji odleptatelné než neozářený rezist, zatímco negativní rezistory jsou po ozáření hůře odleptatelné. Mechanismus přeměny rezistu po expozici elektronovým svazkem je u pozitivních rezistů, jako je třeba PMMA (polymethylmethakrylát), rozbourávání dlouhých molekul polymeru na jednotky s nižší molární hmotností, které jsou tím snadněji rozpustitelné. U negativních rezistů, jako je například HSQ (hydrogen silsesquioxan), naopak dochází ozářením elektrony k propojení jednotlivých molekul polymeru („cross-linking“), což je činí mnohem odolnější vůči rozpouštědlu. Elektronové rezistory se běžně nanášejí v tloušťkách desítek až stovek nanometrů podle aplikace. Na horní nebo spodní stranu rezistu je často nanášena tenká vodivá kovová nebo polymerní vrstva, která má funkci odvodu náboje, jehož akumulace v rezistu by mohla zhoršit celkové rozlišení litografického procesu. Vzory jsou do elektronového rezistu vytvářeny rastrováním elektronovým svazkem v místech, kde v případě pozitivního rezistu chceme vytvořit díry v rezistu nebo, v případě negativního rezistu, kde chceme rezist ponechat. V následném

kroku je rezist vystaven rozpouštědлу, které selektivně odstraní exponovaný nebo neexponovaný rezist. Tím na povrchu vzorku vznikne maska, kterou lze v dalších nanofabričních krocích použít k selektivní depozici nebo leptání v obnažených místech vzorku. Schéma typického systému pro elektronovou litografii je na Obr. 19. Zdrojem elektronů pro elektronový svazek je často žhavená katoda, která nabízí velké proudy elektronů pro rychlejší expozici rezistu nebo katoda s polní emisí, jejíž výhodou je zase lepší rozlišení. Elektrony jsou urychleny anodou na energie desítek keV a oříznuty aperturou do paraxiálního svazku. Svazek následně prochází soustavou elektromagnetických čoček, které jej formují do co nejmenší stopy, a na závěr je deflektorem (elektromagnetickým, či elektrostatickým) odchylován do míst, kde má být vzorek exponován. Jelikož deflektor umožňuje přesné vychýlení svazku jen o malé úhly, je vzor k exponování rozdělen do menších oblastí – polí, která se exponují postupně. Pomocí magnetické čočky nebo posuvem držáku vzorku dochází k přesunu svazku mezi různými poli a deflektor pak vychyluje svazek jen v rámci daného pole. V trajektorii svazku se také nachází zaslepovací clona („blanker“), která s velikou rychlostí zastíní svazek, aby nedocházelo k nechtěné expozici vzorku během přesunu svazku.



Obr. 19: Schématické zobrazení typického systému elektronové litografie.

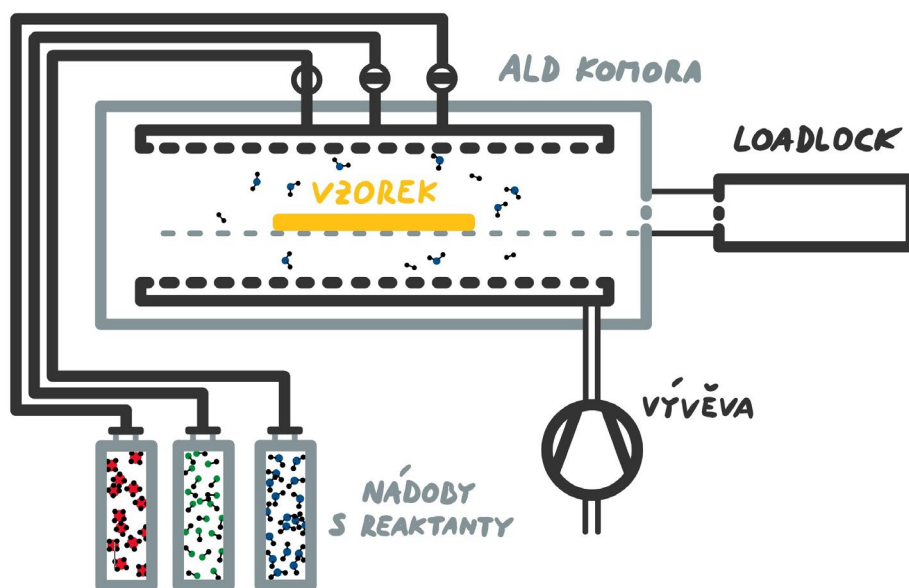
Praktickými výzvami elektronové litografie jsou *elektronová dávka* („dose“), *efekt blízkosti* („proximity effect“) a *sešívání polí* („write-field alignment“). Při ozařování rezistu elektronovým svazkem je potřeba správně určit dávku elektronů dopadajících na jednotku plochy. Dávka je mírou náboje elektronů dopadajícího na jednotku plochy rezistu při ozařování. Správná dávka elektronů se odvíjí od použitého rezistu, jeho tloušťky a urychlovacího napětí elektronů. Nadměrně vysoká dávka elektronů by vedla ke zvětšení rozměrů ozařovaného vzoru, zatímco příliš nízká dávka by nemusela ovlivnit celou hloubku rezistu a vzory by pak nebyly vyleptány. Proximity effect je jev, při kterém rozptylem elektronů v rezistu dochází k navýšení dávky elektronů, když se dva

exponované vzory nachází blízko sobě. Tento nežádoucí jev pak snižuje kontrast exponovaných vzorů a vede k zvětšení výsledných rozměrů nanostruktur. Jednou z možností, jak tomuto problému předcházet je použít software na přípravu dat k exponování, který cíleně sníží dávku blízkých vzorů, čímž se proximity effect vyruší. Posledním diskutovaným efektem je sešívání polí. Jelikož jemné vychylování elektronového svazku deflektorem je přesné jen v rozsahu několika desítek až stovek mikrometrů, je nutné vzory větší než tento rozměr exponovat po částech. Mezi těmito částmi je posouváno x-y posuvem vzorkem. Ten však nemusí být vždy přesný a mírná odchylka může způsobit, že výsledný vzor nebude správně sesazen („stitching error“). Proto je nutná správná kalibrace x-y posuvu držáku vzorku a vychylovacího systému, která je může být prováděna kupříkladu pomocí laserové interferometrie s přesností zpravidla desítek nanometrů.

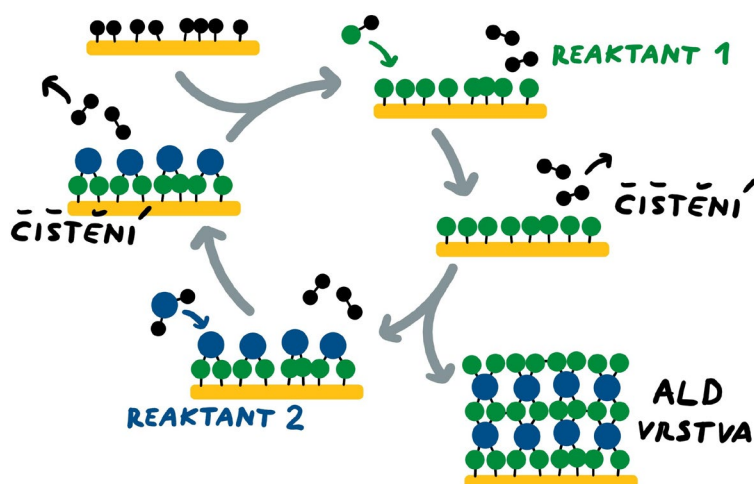
### **3.2 DEPOZICE ATOMÁRNÍCH VRSTEV**

Metoda depozice atomárních vrstev (ALD z angl. „Atomic Layer Deposition“) je využívána k nanášení velice tenkých vrstev v řádu jednotek až desítek nanometrů. Díky mechanismu depozice jsou vrstvy dokonale konformní s povrchem vzorku a jejich tloušťku lze kontrolovat doslova s přesností jedné atomární monovrstvy. Typický ALD systém, zobrazený na Obr. 20, obsahuje konstantě vakuovanou komoru, do níž se vzorek vkládá pomocí zakládací komory – „loadlocku“, aby se zamezilo kontaminaci. Reaktanty jsou do komory ke vzorku vpouštěny potrubím skrze ventily v přesně kontrolovaném množství. Držák vzorku, komora, potrubí i nádoby s reaktanty jsou termoregulačním systémem vyhřívány na teplotu kolem 150 °C, aby reaktanty nekondenzovali uvnitř aparatury. Samotné vrstvy jsou v ALD aparatuře tvořeny na povrchu vzorku chemickou reakcí alespoň dvou plynných reaktantů, které jsou do komory vpouštěny samostatně. Každý z reaktantů v sobě obsahuje část výsledné molekuly tvořící vrstvu navázanou na vysoce reaktivní funkční skupiny, které jsou po reakci na vzorku snadno odvedeny z komory. Princip metody spočívá v cyklickém vpouštění reaktantů do komory se vzorkem, jak je naznačeno na Obr. 21. První reaktant pokryje povrch vzorku monovrstvou molekul navázáním se na nativní funkční skupiny vzorku („dangling bonds“), většinou OH skupiny. Po obsazení všech volných míst se již první reaktant dále nemá kam navazovat a jde tak o sebe limitační proces. V dalším kroku je do komory vpuštěn druhý reaktant, který reaguje pouze s funkčními skupinami vytvořenými v předchozím kroku a po obsazení všech míst již dále nereaguje. Dva různé reaktanty se nikdy nemohou vyskytovat v komoře současně, a proto jsou v cyklu vždy odděleny fází čištění komory pomocí průplachu inertním plynem („purge“), který současně odvádí i meziprodukty reakcí. Tento cyklus se neustále opakuje, dokud není dosažen požadovaný počet atomárních vrstev neboli tloušťka vrstvy. Takto vytvořené vrstvy nacházejí své užití v polovodičovém průmyslu, kde slouží kupříkladu jako tenké

bariérové vrstvy na nanostrukturách s vysokým poměrem stran nebo k vyplnění hluboce leptaných otvorů.



Obr. 20: Schématické zobrazení typického ALD systému.



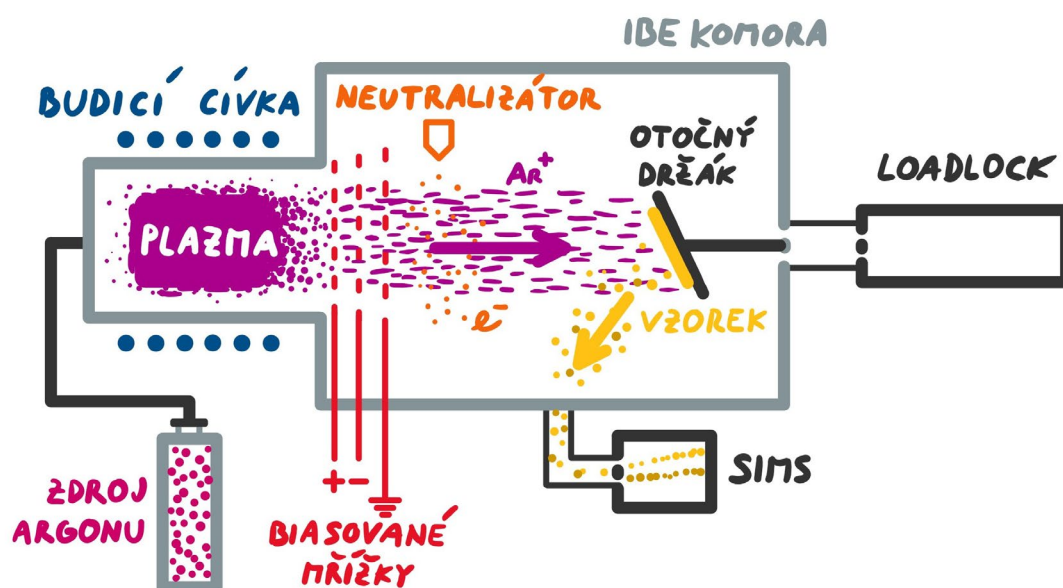
Obr. 21: Schéma deposice vrstvy metodou ALD ze dvou reaktantů. Vzorek je nejdříve vystaven prvnímu reaktantu. Následuje čištění, které odstraní meziproducty reakce a přebytečný reaktant 1. Poté je vzorek vystaven reaktantu 2, který zreaguje s monovrstvou tvořenou reaktantem 1 a následně probíhá další krok čištění. Tento cyklus se opakuje, dokud není vytvořena vrstva požadované tloušťky.

Výzvy ALD spočívají v určení času potřebného k saturované reakci reaktantů a doby průplachu inertním plynem. Kdyby byl reaktant v komoře příliš krátkou dobu, nedošlo by ke kompletní reakci a na části vzorku by se vrstva netvořila. Zatímco kdyby v ní byl reaktant příliš dlouho, mohlo by docházet ke kondenzaci reaktantu na povrchu vzorku. V případě, že doba průplachu by byla příliš krátká, zůstával by v komoře reaktant z předchozího kroku, reakce by nabyla podoby deposice z plynných par (CVD z angl. „Chemical Vapor Deposition”) a již nebyla sebe-limitující. Pokud by doba průplachu byla příliš dlouhá, mohlo by docházet k desublimaci deponované vrstvy. Zároveň je pro

metodu ALD důležité dodržet teplotu, za níž reakce probíhá. Jestliže bude teplota reakce příliš nízká, bude kinematika reakce zpomalena a nemusí dojít ke kompletnímu pokrytí všech volných vazebních míst. Naopak při příliš vysoké teplotě se budou reaktanty teplotně rozkládat, než dostanou příležitost zreagovat na povrchu vzorku a též může docházet k desorpci atomů vrstvy.

### 3.3 LEPTÁNÍ IONTOVÝM SVAZKEM

Metoda leptání iontovým svazkem (IBE z angl. „Ion Beam Etching“) patří do skupiny technik suchého leptání. Je využívána k odstranění tenkých vrstev pomocí bombardování povrchu vzorku svazkem iontů inertního plynu. Jako zdroj iontů je nejčastěji využíváno plazma z indukčně nebo kapacitně vázaného výboje. Ionty jsou následně urychleny soustavou mřížek na vysokém elektrickém potenciálu směrem ke vzorku. Po dopadu na vzorek ionty odprašují atomy z horní vrstvy vzorku. Výsledkem je vysoce anizotropní leptací profil z důvodu vysoké směrovosti dopadajících iontů spolu s nízkou selektivitou vůči složení vrstvy díky fyzikálnímu procesu odprašování. Z kinetické teorie odprašování vyplývá, že k nejvyšší účinnosti leptání dochází, pokud ionty dopadají pod úhlem kolem  $60^\circ$ . Proto bývá vzorek často natáčen vůči svazku iontů a je jím rotováno kolem jeho osy, pro zvýšení homogenity leptání. Současně mohou být ke svazku iontů po urychlení vpouštěny elektrony, aby vzorek nebyl nabíjen. Schéma typické aparatury pro leptání iontovým svazkem je zobrazeno na Obr. 22. V průběhu leptání je možné pomocí metody hmotnostní spektrometrie sekundárních iontů (SIMS z angl. „Secondary Ion Mass Spectroscopy“) sledovat hmotnostní spektrum atomů odprašovaných ze vzorku. To umožňuje v reálném čase sledovat, která vrstva je právě odprašována a leptání ukončit při poklesu koncentrace těchto atomů v hmotnostním spektru.

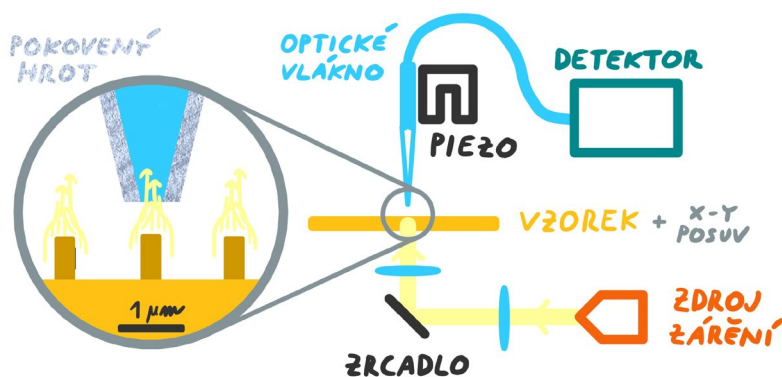


Obr. 22: Schématické zobrazení typického IBE systému.



### 3.4 RASTROVACÍ OPTICKÁ MIKROSKOPIE V BLÍZKÉ POLI

Výhodou rastrovací optická mikroskopie v blízkém poli (SNOM z angl. „Scanning Near-field Optical Microscopy“) oproti konvenční mikroskopii je možnost pozorovat a měřit spektra objektů s rozlišením nižším (lepším) než je dané difrakčním limitem záření. To je umožněno snímáním záření nebo ozařováním nanostruktur pomocí speciálních hrotů vytvořených na konci optického vlákna. Při přiblížení tohoto hrotu k nanostrukturám probíhá interakce v blízkém poli pomocí evanescentních vln, které se do hrotu navazují/vyvažují. Toho se hojně využívá třeba pro pozorování šíření povrchových plazmonů po povrchu vzorku, což by v dalekém poli ani nebylo možné. Typické uspořádání aparatury je zobrazeno na Obr. 23, avšak tato metoda nabízí mnoho různých režimů uspořádání měření. Kupříkladu je možné celý vzorek osvětlovat vzdáleným polem a pomocí hrotu měřit pole blízké; osvětlovat nanostruktury hrotem v blízkém poli a sledovat pole daleké; osvětlovat i snímat záření nanostruktur dvěma hroty v blízkém poli současně. Je možné pozorovat odezvu nanostruktur pro jedinou vlnou délku, kdy zdrojem záření může být laser s vysokým výkonem pro rychlejší měření s menším množstvím šumu nebo ozařovat nanostruktury polychromatickým zdrojem, kdy pak musí být vlnové délky před dopadem na detektor separovány, kupříkladu difrakcí na mřížce. Navíc mohou být tyto typy měření provozovány jak v reflexním, tak transmisním režimu.



Obr. 23: Schématické zobrazení typického SNOM systému.

### 3.5 METODA FDTD

Metoda konečných diferencí v časové doméně (FDTD z angl. „Finite Difference Time Domain“) je s úspěchem využívána při návrhu nanofotonických zařízení jako jsou solární články, světlo emitující diody anebo metamateriály. V dnešní době jsou simulace téměř nepostradatelným nástrojem k optimalizaci rozměrů, tvaru a rozložení nanostruktur, protože dovedou předpovídat výsledné vlastnosti zařízení násobně rychleji, než je možné je vyrábět a ověřovat. Princip metody spočívá v řešení Maxwellových rovnic



v diskrétních bodech času i prostoru. Rovnice jsou řešeny v uzlech ortogonální mřížky („Yee cells“), jejíž perioda je značně menší než vlnové délka záření; v časových krocích značně menších, než je perioda záření. V průběhu simulace jsou pak rozložení elektrického a magnetického pole počítána následovně:

- Nejdříve je spočtena rotace magnetického pole, jež udává změnu elektrického pole v následující půlperiodě.
- Elektrické pole je upraveno dielektrickou funkcí prostředí v daném bodě.
- Z tohoto nově spočteného rozložení elektrického pole je opět spočtena rotace, která udává zase změnu magnetického pole v příštím časovém okamžiku.

Tímto způsobem se cyklus aktualizací polí opakuje, dokud podstatná část energie vpuštěného záření neopustí oblast simulace nebo není absorbována. Po dosažení poklesu energie v simulaci pod určitou hodnotu se v monitorech uloží informace o spektrální odezvě simulované struktury, a je tak možné data následně analyzovat. Díky počítání v časové doméně je možné velice přirozeně pracovat s disperzními materiály, což bývá u jiných metod často problematické. Další výhodou je lineární časová komplexita FDTD, neboť čas výpočtu u většiny ostatních metod roste s velikostí problému exponenciálně [79]. U oblasti simulace lze též definovat různé okrajové podmínky. Periodické okrajové podmínky záření opouštějící simulaci z jedné strany opět vpouštějí do oblasti simulace ze strany opačné a jsou tak vhodné pro simulaci periodických struktur. Absorbující okrajové podmínky (PML z angl. „Perfectly Matched Layer“) naopak veškeré dopadající záření pohlcují a nedochází tak k žádnému odrazu zpět do oblasti simulace. To je vhodné pro simulaci osamocených struktur a horní a dolní stěny simulace, které periodické nebývají.



## 4 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

V této kapitole jsou popsány jednotlivé kroky vedoucí ke konstrukci barevného filtru založeného na strukturálním zbarvení. Nejdříve je vysvětlen princip operace filtru a odhad jeho teoretické účinnosti. Poté je rozebrána problematika optimalizací parametrů nanostruktur skrze numerické simulace. Zvlášť je optimalizován každý rozměr nanostruktury měřením fázového profilu uvnitř nanostruktur. Následně téma pokračuje fabrikací nanostruktur v čistých prostorech s popisem každého jednotlivého nanofabrikačního kroku a je uzavřeno charakterizací vyrobeného metapovrchu pomocí vybraných spektroskopických metod.

Domníváme se, že představený způsob filtrace barev doposud nebyl v literatuře publikován, přestože staví na dobře známých a využívaných principech návrhu metapovrchů.

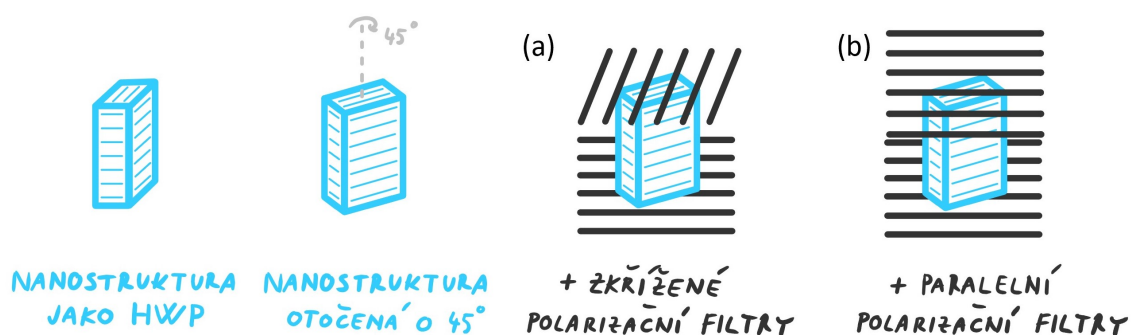
### 4.1 PRINCIP ČINNOSTI BAREVNÉHO FILTRU

Ústřední komponentou činnosti navrženého metapovrchu je nanostruktura, jenž má funkcionalitu půlvlnné destičky. Těch se často využívá i při návrhu metapovrchů pracujících na principu Pancharatnamova-Berryho fázového jevu, popsaného v kapitole 2.4.3. Díky tomu jsme již mohli využít zkušeností předchozích prací s návrhem metamateriálových půlvlnných destiček. Tyto PB metapovrchy však pracují výhradně s kruhovou polarizací. Princip našeho barevného filtru spočívá ve využití lineárně polarizovaného světla. Lineární polarizaci můžeme manipulovat pomocí půlvlnné destičky a měnit tak úhel natočení lineární polarizace prošlé destičkou. Tento fakt dokládáme vyšetřením působení matice  $T$  (půlvlnná destička natočená o úhel  $\beta$ ), z rovnice ( 2.8 ), na lineární x-polarizaci  $J_x$ .

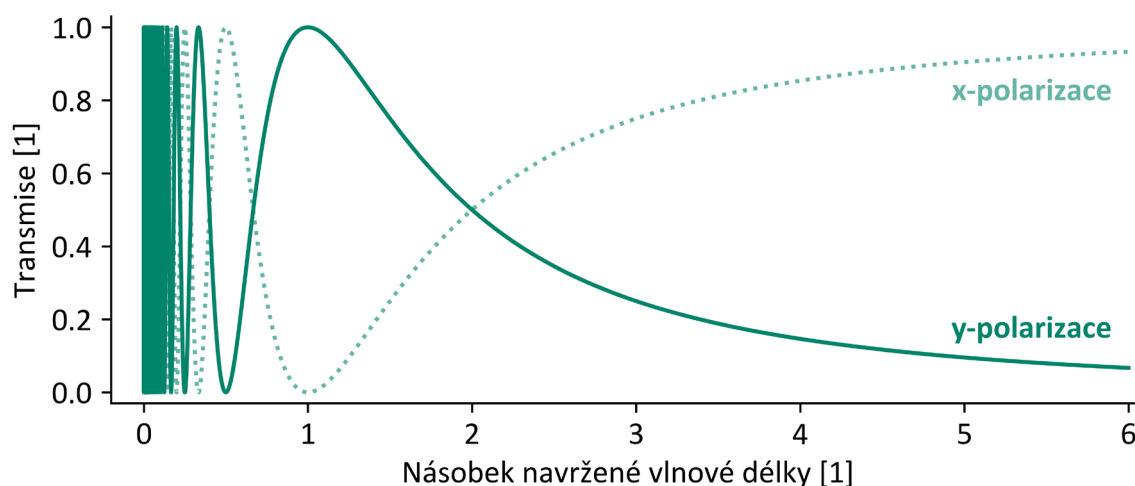
$$\begin{aligned} T J_x &= R(-\beta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{pmatrix} R(\beta) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ \sin 2\beta & -\cos 2\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\beta \\ \sin 2\beta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Výsledkem rovnice ( 4.1 ) je již zmíněný efekt rotace lineární polarizace. Konkrétně je polarizace stočena o dvojnásobek úhlu natočení půlvlnné destičky vůči její rychlé ose. Když tedy zvolíme úhel natočení  $\beta = 45^\circ$  bude prošlá polarizace stočena o  $90^\circ$ , jinými slovy přejde z polarizace ve směru  $x$  v polarizaci ve směru  $y$ . Dále přihlídneme k faktu,

že „půlvlnnost“ vlnové destičky závisí na vlnové délce záření: pro vlnové délky daleko od navržené vlnové délky již nebude nanostruktura fungovat jako půlvlnná destička a nedojde tak ani k rotaci polarizace záření. Umístíme-li tedy nanostrukturu s funkcí půlvlnné destičky mezi dva vzájemně zkřížené lineární polarizační filtry, jak je ilustrováno na Obr. 24a, projdou tímto systémem pouze vlnové délky blízké navržené vlnové délce, pro které dojde k rotaci polarizace o  $90^\circ$ . Ostatní vlnové délky otočeny nebudou a horní polarizační filtr je absorbuje, čímž dojde k separaci barev. Tento princip činnosti barevného filtru jsme také ilustrovali pomocí názorné animace [80]. Pro konvenční půlvlnnou destičku natočenou o úhel  $45^\circ$  bychom teoretickou účinnost převodu x-polarizace na y-polarizaci v závislosti na vlnové délce očekávali ve tvaru grafu vynesném na Obr. 25. Zde je závislost vynesena v násobcích vlnové délky, pro kterou byla půlvlnná destička navržena. Přerušovanou čarou je uvedena i spektrální závislost prošlé x-polarizace. Tento spektrální průběh bychom zaznamenali, kdyby polarizační filtry byly natočeny paralelně, jak naznačuje Obr. 24b. Průběh x-polarizace je přesně opačný průběhu y-polarizace. Můžeme tak tedy otočením libovolného z polarizačních filtrů z původního uspořádání o  $90^\circ$  získat barvy komplementární (doplňkové) k předchozímu uspořádání. Pokud navíc uvážíme, že je destička vyrobena z disperzivního materiálu, dojdeme k závěru, že normální disperze (index lomu roste s frekvencí záření) bude mít za následek mírné zúžení intervalu propuštěných frekvencí, zatímco při anomální disperzi (index lomu klesá s rostoucí frekvencí záření) dojde k jeho rozšíření.



**Obr. 24:** Uspořádání jednoho pixelu barevného filtru. Konfigurace (a) propouští aditivní barvy, zatímco konfigurace (b) propouští subtraktivní barvy.



**Obr. 25: Teoretická účinnost transmise záření systémem zkřížených polarizátorů, mezi kterými je polarizace stáčena půlvlnnou destičkou.** Spektrální závislost je vypočtena pro násobky vlnové délky, pro kterou byla půlvlnná destička navržena. Model nebere v úvahu materiálovou disperzi.

Náš metamateriálový barevný filtr bude tedy sestaven z velkého množství nanostruktur, z nichž každá má funkci půlvlnné destičky navrženou pro různé intervaly vlnových délek. Jeden pixel může být tvořen jednou, či více nanostrukturami. Vyskládáním těchto nanostruktur po povrchu je možné vytvořit libovolnou mozaiku barevných filtrů. Barva pixelu barevného filtru je určena rozměry nanostruktury. Pro tuto barvu nanostruktura otáčí lineární polarizaci o  $90^\circ$  a společně se systémem zkřížených polarizátorů tím dojde k transmisi jen určitých vlnových délek. Nesmírnou výhodou tohoto přístupu je možnost pixelů barevného filtru mít velikost pouze jediné nanostruktury, která se pohybuje v rozsahu nižších stovek nanometrů. Navíc by účinnost transmise měla být zachována se zmenšováním rozměrů barevného pixelu na rozdíl od ostatních transmisivních barevných filtrů diskutovaných v kapitole 2.5.4.2. To umožňuje násobné zmenšení dosavadních velikostí pixelů barevného filtru v kombinaci se zachováním vysoké účinnosti. Nevýhodou tohoto přístupu je nutnost práce s lineárně polarizovaným světlem, která při použití nepolarizovaného světla znamená pokles účinnosti na 50 %. Na druhou stranu umožňuje návrh s polarizovaným světlem jednoduše přepínat mezi spektrem aditivních nebo subtraktivních barev otočením libovolného z polarizačních filtrů o  $90^\circ$ .

## 4.2 NÁVRH NANOSTRUKTUR

V následujících podkapitolách nejdříve popíšeme základní předpoklady tvaru nanostruktur, aby mohli vykazovat anizotropní vlastnosti půlvlnných destiček. Poté bude diskutována volba vhodného materiálu pro nanostruktury. Nakonec rozebereme problematiku optimalizace přesných rozměrů nanostruktur pomocí numerických simulací. Výsledkem tohoto snažení budou parametry nanostruktur, maximum jejichž účinnosti se pohybuje na navržených vlnových délkách 450, 550 a 650 nm.

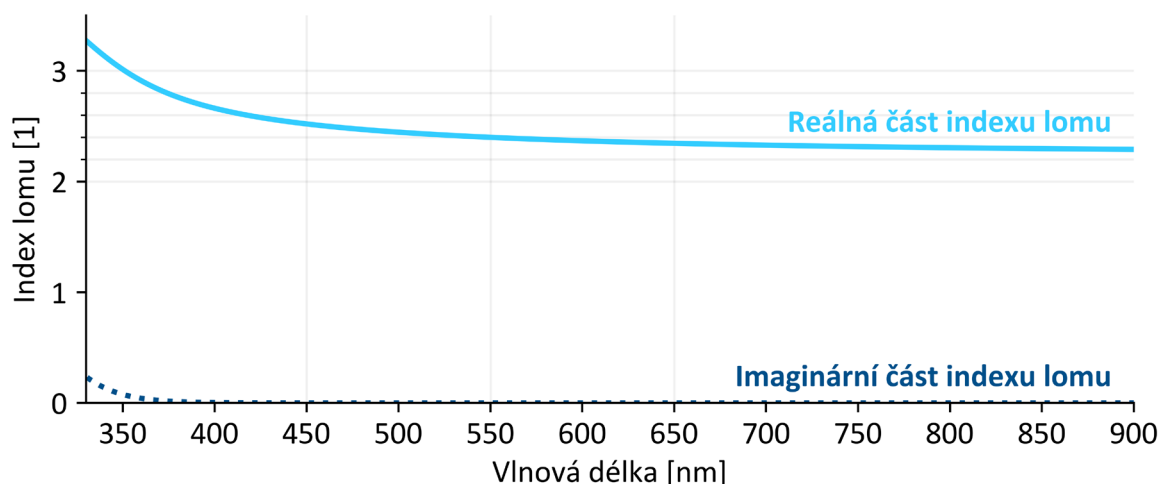
### 4.2.1 Tvar nanostruktur

Běžné vlnové destičky jsou tvořeny anizotropním materiálem, tj. v různém směru má jejich materiál různý index lomu. V kontrastu s tím můžeme pomocí nanostruktur vytvořit metamateriál mající anizotropní vlastnosti i přestože nanostrukтуры jsou tvořeny izotropním materiálem. Takovéto struktury z izotropního materiálu potom namísto materiálové anizotropie vykazují geometrickou anizotropii – jsou v jednom směru protáhlejší než ve směru kolmém. Příklady geometricky anizotropních tvarů jsou obdélníky (nikoli čtverce) nebo elipsy (nikoli kruhy) v průřezu kolmém na šíření záření. Pokud těmito strukturami vyplníme pole tak, že jsou od sebe vzdáleny méně než vlnová délka záření, bude záření díky anizotropním nanostrukturám „cítit“ v jednom směru více stavebního materiálu než ve směru kolmém. Průměrné hodnoty indexů lomů se pak v oblasti rozlišovací schopnosti světla (zhruba jedné vlnové délky) budou také v různých směrech lišit a pole nanostruktur se tak bude pro záření jevit jako homogenní anizotropní prostředí. Jelikož k průměrování indexů lomů dochází pouze na oblasti zhruba jedné vlnové délky, nezávisí již na tom, o kolik rozměr struktury tuto oblast převyšuje a struktury pak mohou být v jednom směru i neomezeně dlouhé, jak tomu bylo kupříkladu v [81]. Kromě průměrování indexu lomu však v nanostrukturách dochází i k rezonancím, které přispívají dodatečným fázovým posuvem, což návrh optimálních rozměrů značně komplikuje.

### 4.2.2 Materiál nanostruktur

Jako při návrhu každého metapovrchu je třeba vhodně zvolit materiál, ze kterého se budou nanostrukтуры skládat. Vhodný materiál bude mít nízké ztráty a vysokou propustnost v celém rozsahu viditelného spektra, aby mělo výsledné zařízení vysokou účinnost. Toto kritérium již vyřazuje použití většiny kovů, pro jejich vysoké ztráty v optické oblasti. Vhodný materiál bude kompatibilní s nanofabrikačními postupy, jmenovitě s metodou ALD. Toto omezuje výběr materiálů na oxidy anebo nitridy prvků, které jsme schopni metodou ALD deponovat. A vhodný materiál bude mít vysoký index lomu oproti vzduchu, což umožňuje výraznou manipulaci se zářením i na krátkých vzdálenostech. Zároveň také vyšší index lomu omezuje elektrické pole na objem uvnitř nanostruktur, což snižuje nežádoucí vliv okolních struktur. Z materiálů běžně využívaných při návrhu metapovrchů – polovodičů (Si), oxidů ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ) a nitridů (SiN, TiN) a kovů (Al, Ag, Au) – výše uvedeným kritériím nejvíce vyhovuje oxid titaničitý ( $\text{TiO}_2$ ). Jeho středně vysoký index lomu kolem  $n = 2.4$  v celém rozsahu viditelného spektra spolu s nízkým indexem absorpce ho předurčují k optickým aplikacím s vysokou účinností. Další alternativou by byl křemík, který je však kvůli rostoucímu indexu absorpce od poloviny viditelného spektra směrem k modré barvě vhodný pouze pro aplikaci v červeném rozsahu barev.

Pro výše uvedené důvody jsme se rozhodli použít oxid titaničitý jako materiál pro naše struktury. Abychom určili přesný index lomu oxidu titaničitého, deponovali jsme pomocí ALD jeho tenkou vrstvu na křemíkový substrát a provedli na ní elipsometrické měření. Z fitovaných optických parametrů jsme určili průběh reálné a imaginární části indexu lomu, který je zobrazen na Obr. 26. Tuto závislost jsme poté využili pro účely simulací.



Obr. 26: Elipsometrií změřený index lomu tenké vrstvy  $\text{TiO}_2$  deponované metodou ALD.

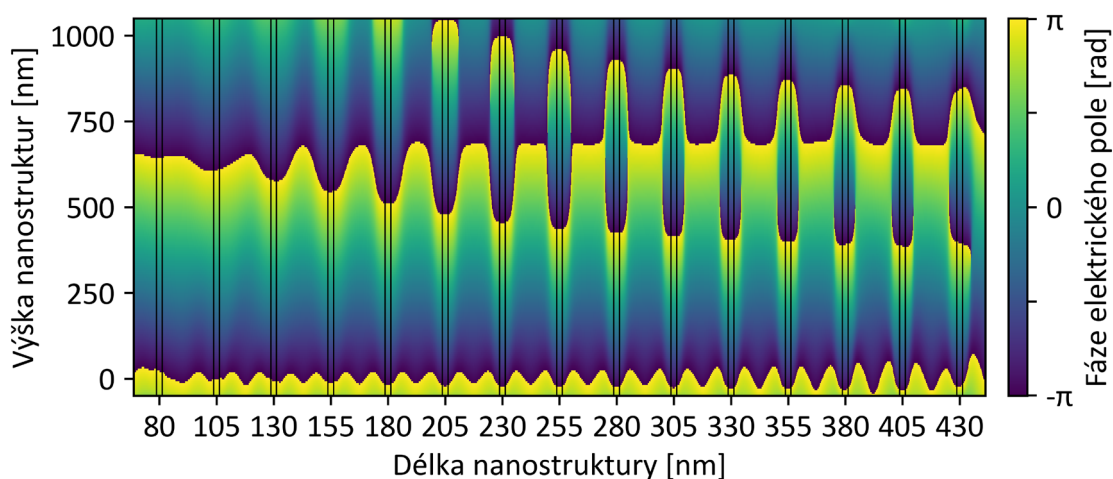
### 4.2.3 Rozměry nanostruktur

Pro určení přesných rozměrů  $\text{TiO}_2$  nanostruktur potřebných pro dosažení funkcionality půlvlnné destičky jsme využili numerické simulace pomocí softwaru FDTD Lumerical ve verzi 2018a. Rozhodli jsme se navrhnout nanostruktury s maximem účinnosti na 450, 550 a 650 nm, které tak svým rozsahem pokrývají celé viditelné spektrum a jsou blízké trichromatickému vidění člověka. K tomuto účelu jsme využili tří druhů simulací, které postupně určily výšku, laterální rozměry a následně spektrální odezvu nanostruktur. Tyto simulace budou nyní detailně popsány v následujících podkapitolách. Záření se ve všech simulacích šířilo z prostředí – substrátu, na němž nanostruktury stojí. Materiál substrátu je  $\text{SiO}_2$ , poněvadž je to v nanofabrikaci optických prvků nejpoužívanější standardizovaný substrát, na němž budou ve výsledku stát i naše nanostruktury.

#### 4.2.3.1 Výška nanostruktur

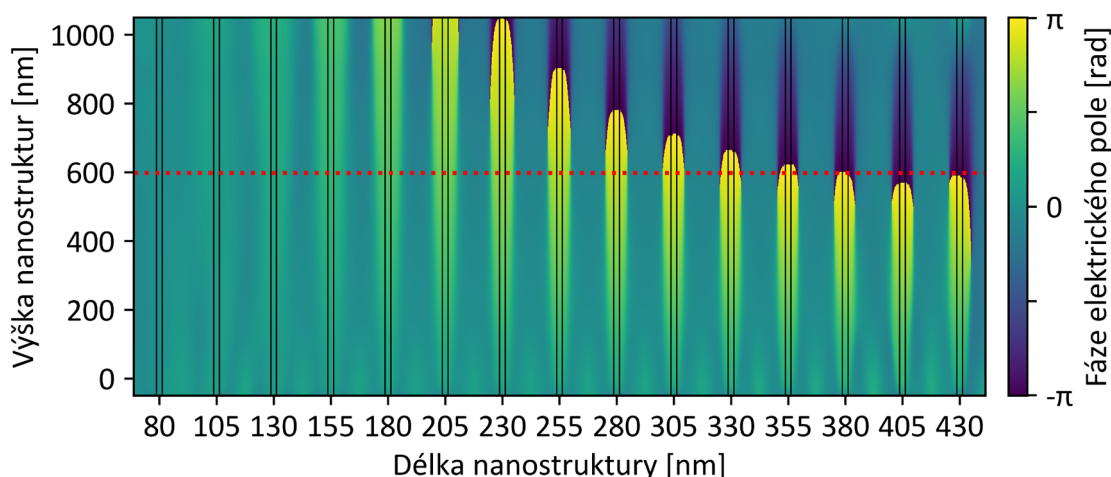
Cílem prvního druhu simulací bylo určit minimální potřebnou výšku nanostruktur. Protože vytvořit nanostruktury s velkým poměrem výšky ku základně je obtížné, snažíme se tuto veličinu minimalizovat. Za tímto účelem jsme simulovali nekonečně vysoké nanostruktury s různými laterálními rozměry umístěné na substrátu. Pomocí monitorů jsme pak pozorovali, jak se uvnitř nanostruktur vyvíjí fáze elektrického pole, což nám později umožnilo určit potřebnou výšku nanostruktur. Nejdříve jsme odhadli rozumný interval rozměrů nanostruktur, které bude tato simulace obsahovat. Spodní okraj

intervalu je dán litografickým krokem, který určuje nejmenší rozměr, jenž jsme schopni spolehlivě vyrobit. Odhadujeme jej na 80 nm. Jako největší rozměr jsme zvolili 430 nm, aby výsledné pixely nebyly příliš velké. Protože záření červené barvy má z viditelného spektra nejdelší vlnovou délku, je u něj nejobtížnější dosáhnout fázového rozdílu odpovídajícímu polovině vlnové délky. Proto návrh právě pro červenou barvu kriticky ovlivňuje minimální možnou výšku nanostruktur. Na Obr. 27 je výsledek této simulace, ve které jsou obrysy nanostruktur různých rozměrů zvýrazněny vertikálními plnými čarami (délka nanostruktur se mění ve směru kolmo na obrázek, vertikální čáry kopírují šířku nanostruktur). Každá z nanostruktur má šířku nejmenšího zvoleného rozměru, 80 nm, a zleva doprava roste jejich délka od 80 nm do 430 nm s krokem 25 nm. Nanostruktura úplně vlevo má tedy čtvercový průřez (o hraně 80 nm) a fáze elektrického pole uvnitř nanostruktury je tedy v ose  $x$  identická s fází v ose  $y$ . S rostoucí délkou nanostruktur (směrem doprava) roste fázové zpoždění elektrického pole uvnitř nanostruktur oproti fázi uvnitř první nanostruktury. Abychom toto jasně ilustrovali, vytvořili jsme Obr. 28, na kterém je fáze ve všech nanostrukturách přepočtena relativně vůči fázi uvnitř první, na průřezu čtvercové nanostruktury. Z tohoto obrázku je patrné, jak s rostoucí délkou nanostruktur roste fázové zpoždění. Výška, ve které došlo k fázovému rozdílu  $1\pi$  mezi nejkratší a nejdelší nanostrukturou je kolem 600 nm. Tento rozměr tedy určuje nejmenší výšku nanostruktur schopných vytvoření půlvlnných destiček pro všechny barvy jako 600 nm.



**Obr. 27: Výsledek numerické simulace nanostruktur v FDTD Lumerical.** Vertikálními čarami je vyznačena poloha nanostruktur různých rozměrů. Délka nanostruktur roste zleva doprava. Barevná mapa vypovídá o fázi elektrického pole v nanostrukturách. Simulace je pro vlnovou délku záření 650 nm.

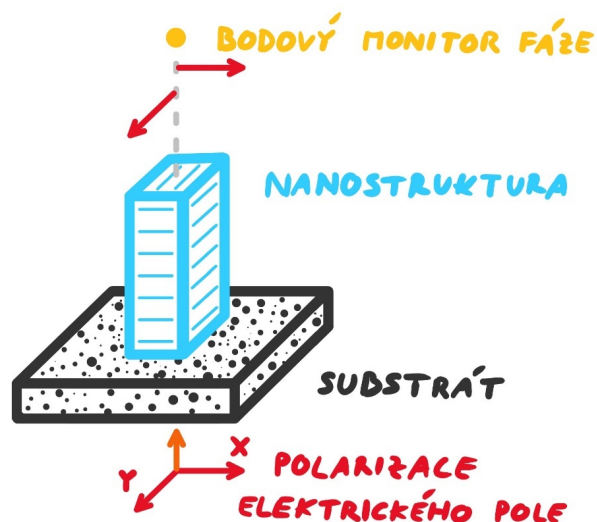




**Obr. 28: Numericky zpracovaný výsledek simulace nanostruktur v FDTD Lumerical.** Fáze elektrického pole uvnitř nanostruktur je přepočítána relativně vůči fázi uvnitř první nanostruktur. Fázový posuv v poslední nanostrukturě je roven  $1\pi$  ve výšce kolem 600 nm (vyznačeno červenou čarou), která tak stanovuje minimální výšku nanostruktur.

#### 4.2.3.2 Laterální rozměry nanostruktur

Druhý typ simulace byl navržen tak, aby určil přesné laterální rozměry nanostruktur (šířku a délku) potřebné pro dosažení fázového rozdílu  $1\pi$ , odpovídajícího polovině vlnové délky. To při dodržení výšky všech nanostruktur na v předchozí kapitole určené hodnotě 600 nm. Optimální rozměry nanostruktur jsme hledali zvlášť pro červenou, zelenou a modrou barvu. Pro každou vlnovou délku zvlášť jsme vytvořili soubor simulací, jejichž schématické rozložení je znázorněno na Obr. 29. Z oblasti substrátu vchází do simulace monochromatické záření o vlnové délce, pro kterou zrovna optimalizujeme parametry nanostruktur. Záření obsahuje složku  $x$ - i  $y$ -polarizace se stejnou amplitudou a počáteční fází, aby byly vzájemně mezi sebou jednoduše porovnatelné. Napříč simulacemi fixujeme šířku nanostruktur pro několik hodnot a měníme její poslední zbývajících rozměr – délku. V bodovém monitoru umístěném nad geometrickým středem nanostruktur pozorujeme fáze vzájemně kolmých  $x$ - a  $y$ -polarizací. Simulace byly provedeny v periodických okrajových podmínkách, abychom zahrnuli vliv vzájemného působení okolních nanostruktur. Rozdíly naměřených fází pak vynášíme do grafu a sledujeme, při jakých rozměrech graf protíná hodnotu fázového rozdílu  $1\pi$ . Nanostrukturu s rozměry, pro které fázový posuv dvou polarizací nabývá hodnoty  $1\pi$ , pak považujeme za půlvlnnou destičku pro danou vlnovou délku.



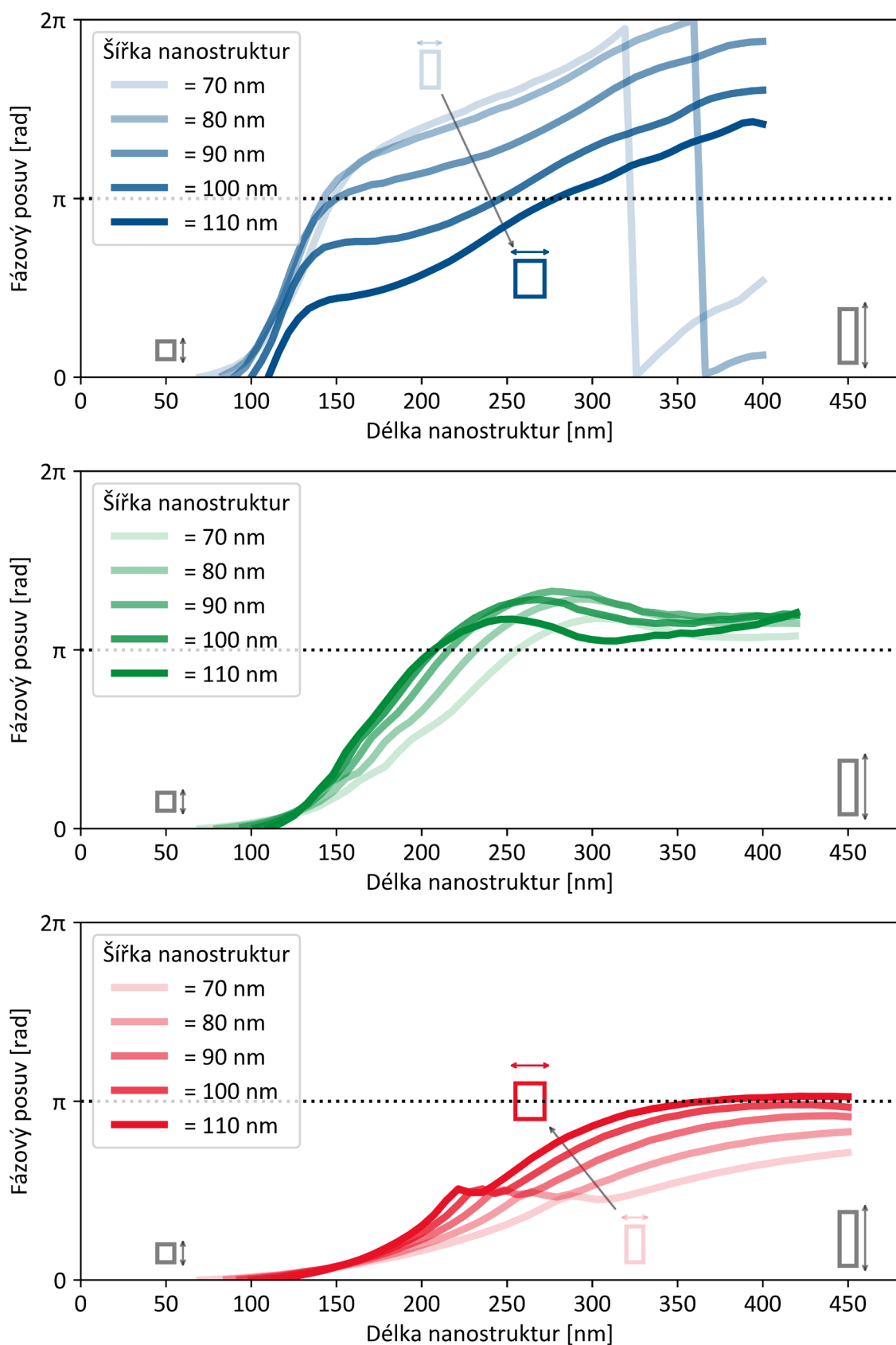
**Obr. 29: Znáznornění simulační oblasti pro optimalizaci rozměrů nanostruktur.** Záření obou polarizací prochází nanostrukturou, čímž získají fázový posuv, který je měřen v bodovém monitoru umístěném nad nanostrukturou.

Šířky nanostruktur jsme měnili v intervalu od 70 do 110 nm a délky nanostruktur v intervalu od 70 do 450 nm s velice jemným krokem. Výška všech nanostruktur byla 600 nm. Data získaná ze 750 simulací jsou pro vlnové délky 450, 550 a 650 nm, odpovídající modré, zelené a červené barvě, zobrazena v grafech na Obr. 30. Průsečíkům s hodnotou fázového posuvu  $1\pi$  odpovídají rozměry, pro které bude mít nanostruktura rysy půlvlnné destičky. V Tabulce 1 je uveden seznam rozměrů nanostruktur, pro které došlo k vytvoření fázového rozdílu  $1\pi$ . Tyto hodnoty lze též odečíst z Obr. 30.

**Tabulka 1: Seznam rozměrů nanostruktur s vlastnostmi půlvlnné destičky.** Zvlášť jsou uvedeny pro vlnové délky 450, 550 a 650 nm.

	$\lambda = 450 \text{ nm}$	$\lambda = 550 \text{ nm}$	$\lambda = 650 \text{ nm}$
Šířka nanostruktury [nm]	Délka nanostruktury [nm]		
70	148	256	–
80	143	232	–
90	150	216	–
100	246	208	420
110	278	207	367

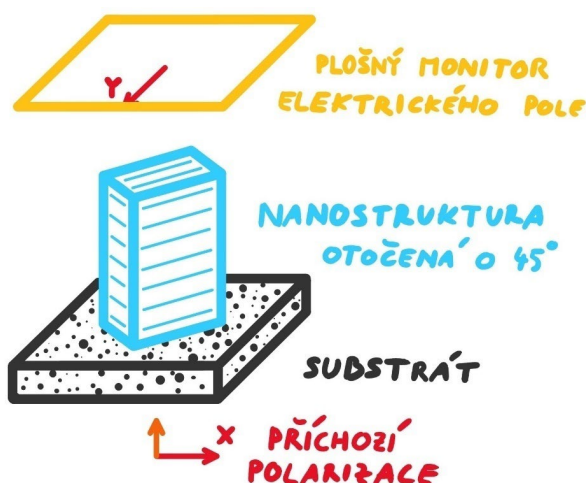
Kontraintuitivně simulace naznačují, že pro zelenou a červenou barvu při rostoucí šířce nanostruktur musí být jejich délka snížena, aby se zachovaly vlastnosti půlvlnné destičky. Při simulacích s modrou barvou u půlvlnných destiček s rostoucí šířkou roste i délka nanostruktur, což lze jednoduše vysvětlit úvahou o efektivním indexu lomu nebo rezonanční změně fáze.



**Obr. 30: Výsledky simulací pro optimalizaci rozměrů nanostruktur.** Fázový posuv mezi x- a y-polarizací po průchodu nanostrukturou je vynášen pro různé rozměry obdélníkových nanostruktur. Simulace byly provedeny na třech vlnových délkách – 450 nm (modrá), 550 nm (zelená) a 650 nm (červená). Přerušovaná čára znázorňuje hledaný fázový rozdíl  $\pi$ .

### 4.2.3.3 Spektrální odezva nanostruktur

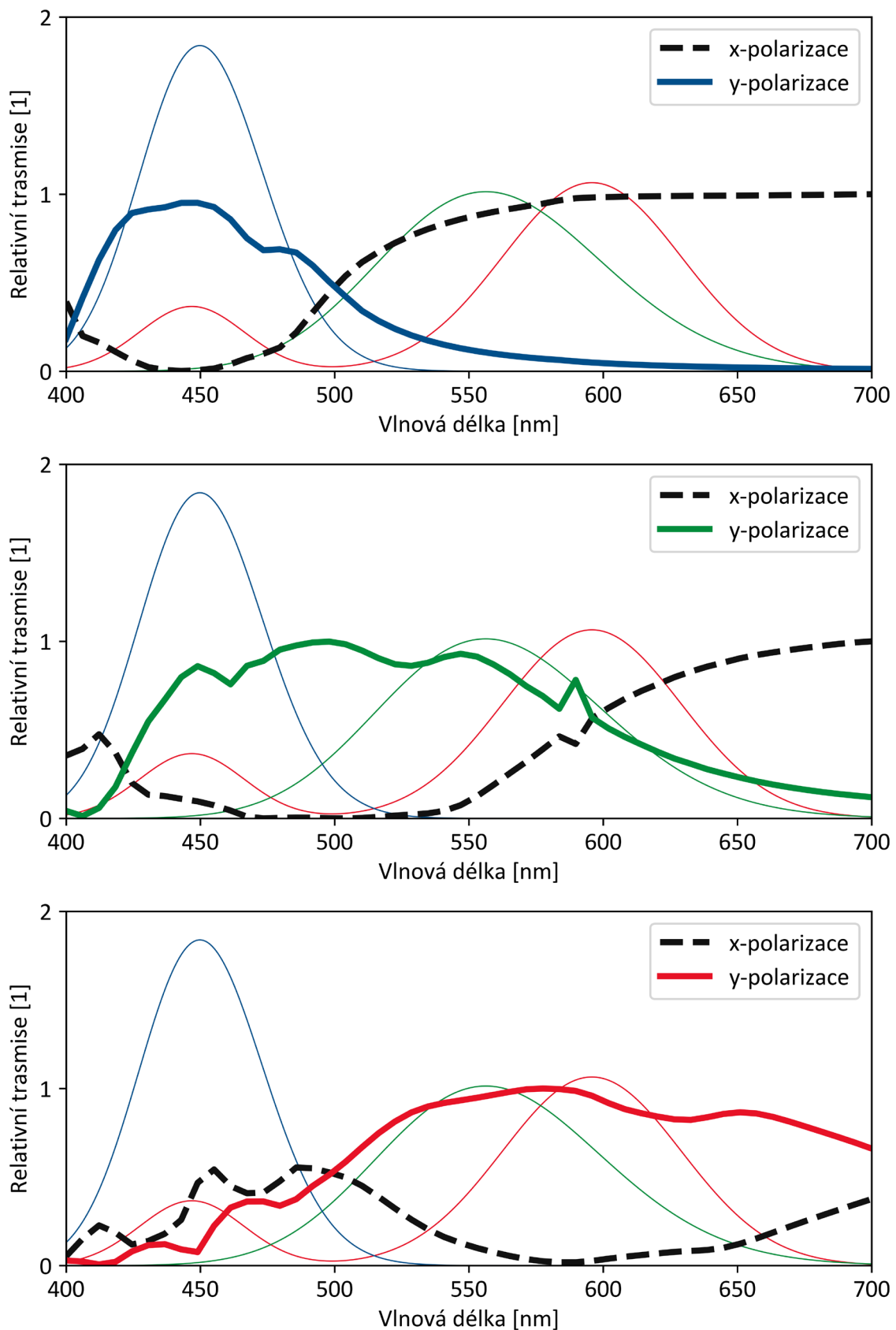
Po určení několika možných kombinací rozměrů nanostruktur, optimalizovaných pro vytváření fázového rozdílu  $1\pi$ , jsme využili dalšího typu simulace, abychom z těchto nanostruktur vybrali tu s nejlepšími vlastnostmi. Vhodnost nanostruktury jsme hodnotili i podle účinnosti, s jakou ke stáčení polarizace dochází. Nanostruktury různých rozměrů mohou totiž záření pohlcovat vznikem rezonancí uvnitř nanostruktur nebo naopak mohou propouštět nechtěné záření. Z tohoto důvodu jsme navrhli třetí typ simulace, který přímo ověří schopnost nanostruktury konvertovat x-polarizaci na y-polarizaci v celém rozsahu viditelného spektra. Na Obr. 31 je znázorněno rozložení této simulace. Na nanostrukturu otočenou o  $45^\circ$  dopadá polychromatické záření polarizované ve směru x, prochází nanostrukturou a je nad ní zaznamenáno plošným monitorem měřícím amplitudu elektrického pole v obou polarizacích. Amplituda elektrického pole je integrována přes celou oblast plošného monitoru, abychom věrně zachytili i možné směrové rozložení barevné propustnosti. Simulace byly opět provedeny v periodických podmínkách.



**Obr. 31:** Znázornění simulační oblasti pro získání spektrální odezvy nanostruktur. Polychromatické záření jedné polarizace prochází nanostrukturou, ve které je jeho polarizace stočena. V plošném monitoru umístěném nad nanostrukturou jsou obě polarizace zaznamenány a integrovány.

V takto popsané simulaci jsme „proti sobě“ postavily všechny nanostruktury z Tabulky 1, jež mají vlastnosti půlvlnné destičky. Pro každou z těchto nanostruktur jsme získali spektrální závislost schopnosti stáčet lineární polarizaci. Na Obr. 32 je ukázka spekter nanostruktur, které vykazaly nejlepší schopnost konverze x-polarizace na y-polarizaci v oblasti modré, zelené a červené barvy. Rozměry těchto nanostruktur jsou  $90 \times 150$  nm pro modrou barvu,  $100 \times 210$  nm pro zelenou a  $90 \times 430$  nm pro červenou. V těchto spektrech maximum propustnosti y-polarizace koreluje s minimem propuštěné x-polarizace, což indikuje vysoce účinnou konverzi (stáčení) polarizace. Taktéž je patrný asymetrický pík propustnosti, který předpovídal teoretický model z Obr. 25. Pro modrou barvu vykazují simulace spektrální odezvy nanostruktury velice dobrou shodu

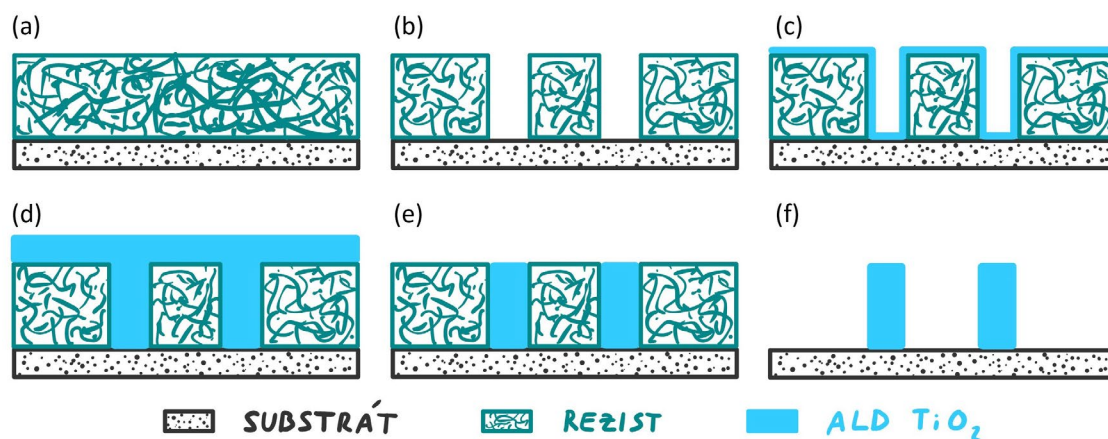
s návrhem. Maximum propustnosti je velice blízko zadaným 450 nm s pološířkou píku kolem 100 nm. Simulace nanostruktur navržených pro zelenou a červenou barvu již vykazují posun maximu účinnosti konverze zhruba o 50 nm směrem ke kratším vlnovým délkám a mají vyšší pološířky píků, kvůli čemuž se budou jejich barvy jevit jako více desaturované. Jedním z důvodů, proč modrá barva vykazuje užší pološířku píku, je vysoká normální disperze  $\text{TiO}_2$  v oblasti modré barvy, která má za následek zúžení spektrálního píku. Zadruhé má modrá barva nejkratší vlnovou délku, takže stejné relativní rozšíření píku bude mít u modré barvy za následek nejnižší absolutní šířku píku.



**Obr. 32:** Simulací určené spektrální odezvy vybraných nanostruktur pro separaci (z vrchu dolů) modré, zelené a červené barvy. Tenké křivky na pozadí jsou spektrální křivky citlivosti barvocitlivých čípků lidského oka.

### 4.3 FABRIKACE NANOSTRUKTUR

Protože navržené nanostruktury se vyznačují vysokým poměrem výšky vůči základně, museli jsme pro výrobu nanostruktur zvolit metodu fabrikace, která vytvářet takovéto struktury umožňuje. Velice efektivní v tomto ohledu je technika zavedená v [82], kombinující metodu depozice atomárních vrstev s elektronovou litografií. Při ní jsou otvory v elektronovém rezistu vytvořené elektronovou litografií použity jako forma pro ALD. Vysoce konformní ALD vrstva pokrývá rezist ze všech stran a vyplňuje tak otvory vzniklé elektronovou litografií. Tím, že ALD vrstva roste i z bočních stěn otvorů, stačí pro vyplnění celého otvoru deponovat tloušťku odpovídající pouze polovině šířky nanostruktur. Při depozici pomocí ALD je kritické dodržet mezní teplotu pod zhruba 120 °C [83], poněvadž nad touto teplotou by se organický rezist začal tavit a tvar otvorů v něm by byl deformován. Protože deponovaná vrstva pokrývá i horní stranu rezistu, musí být nejdříve sejmuta, aby umožnila následné odstranění rezistu. Za tímto účelem využíváme metodu leptání iontovým svazkem, která tuto vrstvu odpráší fyzikálními procesy. Výhodou této metody je možnost paralelního měření hmotnostního spektra odprášených molekul, čímž můžeme leptání zastavit přesně v okamžiku, kdy v hmotnostním spektru zaznamenáme pokles iontů titanu, pocházejících z ALD vrstvy nebo se objeví nárůst píku uhlíku pocházejícího z rezistu. Tyto změny hmotnostního spektra totiž vypovídají o tom, že horní vrstva  $\text{TiO}_2$  byla již zcela odleptána a dál už je leptán jen rezist. Na závěr odstraňujeme rezist pomocí plazmatu generovaného v kyslíkové atmosféře, čímž na substrátu zůstanou samostatně stojící nanostruktury. Celý proces fabrikace nanostruktur ilustruje Obr. 33 a také [animace](#) [84].



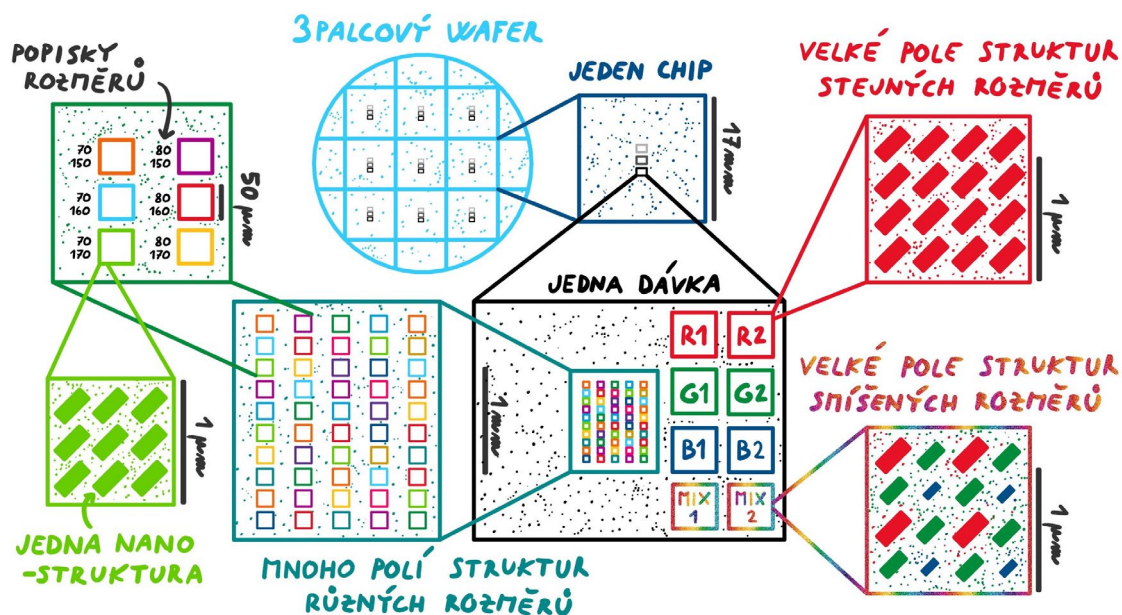
**Obr. 33: Postup fabrikace nanostruktur s vysokým poměrem výšky vůči základně pomocí depozice atomárních vrstev a elektronové litografie.** (a) Substrát je pokryt elektronovým rezistem. (b) Otvory v rezistu vzniknou vyvoláním po expozici elektronovou litografií. (c) Počátek konformní depozice pomocí ALD. (d) Dokončená ALD depozice. (e) Vrstva z horní stěny je odstraněna iontovým leptáním. (f) Po sejmutí rezistu zůstanou na substrátu samostatně stojící nanostruktury.

### 4.3.1 Elektronová litografie

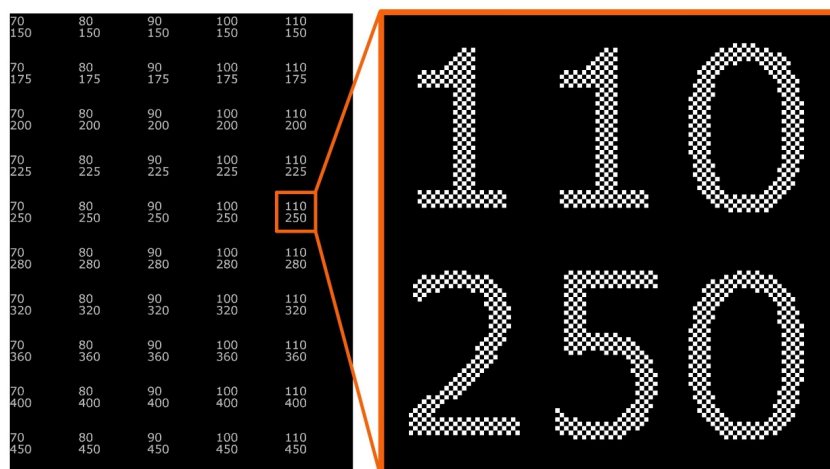
Výzev při tomto postupu fabrikace přichází hned několik. Hlavním z nich je potřeba elektronového litografu s vysokým urychlovacím napětím. Pro vytvoření struktur s výškou 600 nm je totiž nutné použít vrstvu rezistu stejné tloušťky, což však klade vysoké nároky na použitý litograf. Protože jsou elektrony cestou v rezistu rozptylovány, je potřeba vysokého urychlovacího napětí, aby elektrony prošly celou tloušťkou rezistu dostatečně fokusovány. Při příliš nízkém urychlovacím napětí by elektrony neprošly celým rezistem a na dně rezistu by tak nevznikly požadované otvory, což by znemožnilo vytvoření nanostruktur v následujících nanofabrikačních krocích. Protože se v laboratořích CEITECu Nano, kde ke zbytku výroby docházelo, elektronový litograf s dostatečnými parametry nenachází, obrátili jsme se na Ústav přístrojové techniky AV ČR disponující elektronovým litografem s urychlujícím napětím 100 kV. Prostřednictvím této spolupráce měla být vytvořena sada vzorků s exponovanými vzory v PMMA rezistu – odpovídající kroku (b) na Obr. 33. Vzorky byly navrženy s několika různými druhy oblastí s nanostrukturami, z nichž každá měla různý účel. Jak hierarchicky naznačuje Obr. 34, 3palcový wafer z taveného křemene, který obsahoval několik identických motivů, byl rozřezán na menší kousky – čipy, aby se zvýšila imunita vůči náladovému nanofabrikačnímu zařízení. Motiv byl na každém chipu při ozařování v elektronovém litografu vyveden ve třech různých dávkách elektronů, aby alespoň jedna z dávek vytvořila rozměry nanostruktur přesně odpovídající zadaným rozměrům. Každý z těchto motivů pak obsahuje 3 druhy oblastí. V první oblasti jsou pole na Obr. 34 vyznačená jako R1, R2, G1, G2, B1 a B2. Jde o pole nanostruktur identických rozměrů; rozměrů, které numerické simulace předurčily jako nejúčinnější pro navržené vlnové délky červené (R), zelené (G) a modré (B) barvy. Díky rozloze těchto polí 400x400  $\mu\text{m}$  by měla být viditelná pouhým okem a umožnit tak pozorování vybraných barev bez potřeby mikroskopu. Pod těmito poli jsou pole označená MIX 1 a MIX 2, která obsahují kombinaci nanostruktur z R1, G1, B1 a R2, G2, B2 uspořádané do Bayerovy masky. Na tomto uspořádání nanostruktur můžeme testovat, jak se navzájem ovlivňují sousední struktury („cross-talk“), tedy jak barva jednoho pixelu ovlivňuje barvu sousedního pixelu. Posledním typem oblasti je seskupení mnoha polí s velikostí 50x50  $\mu\text{m}$  uspořádaných do obdélníkové mřížky. Tato oblast obsahuje pole s mnoha různými kombinacemi rozměrů nanostruktur. V jednom směru se nanostruktury v polích liší ve své šířce (70, 80, 90, 100, 110 nm) a v druhém směru ve své délce (150, 175, 200, 225, 250, 280, 320, 360, 400, 450 nm). Měřením spekter na tolika různých kombinacích rozměrů nanostruktur bude možné najít barevné filtry pokrývající celou paletu barev ve viditelném spektru. Za zmínku stojí i design popisků udávající rozměry nanostruktur po jejich levici, zobrazený na Obr. 35. Protože zvolenou fabrikační metodou dojde k ulpění materiálu pouze na bočních stěnách elektronového rezistu, mohl by být obrys velkých číslic v mikroskopu nečitelný. Proto jsou číslice počítačově upraveny pomocí Python scriptu, který jim přidává kostičkový vzorek. Tím se řádově navýší plocha bočních stěn tvořících číslice, díky čemuž bude po skončení fabrikace mnohem lehčí číslice pod mikroskopem



spatřit. Obr. 35 zároveň obsahuje veškeré kombinace šířek a délek nanostruktur, které budou v této oblasti fabrikovány.



**Obr. 34: Schéma rozmístění polí nanostruktur po vzorku.**



**Obr. 35: Popisky pro identifikaci rozměrů nanostruktur.** Kostičkováný vzor řádově navyšuje počet bočních stěn tvořících číslice, což značně zvýší jejich viditelnost.

### 4.3.2 Depozice atomárních vrstev

Druhou výzvou byla nízká depoziční rychlost doposud používaného ALD systému pro TiO<sub>2</sub> depozici. Ve výzkumné infrastruktuře CEITEC Nano je v zařízení [CambridgeNanoTech Fiji 200](#) možné deponovat ALD TiO<sub>2</sub> pomocí teplotou asistované depozice z TDMAT (Tetrakis(dimethylamino)titanium) a vodní páry nebo pomocí plazmatem asistované depozice z TDMAT a O<sub>2</sub>. Protože kyslíkové radikály vytvářené při použití výboje pro generaci plazmatu mohou leptat organický rezist, rozhodli jsme se využít metodu termální depozice. Avšak neoptimální parametry receptu dodávaného

výrobce ALD aparatury v minulosti vedly kupříkladu k potřebě 96hodinové depozice pro 150 nm vrstvy  $\text{TiO}_2$ . To se stalo limitujícím faktorem v předcházejících pokusech o fabrikaci touto metodou, vedoucí k nemožnosti její realizace [81]. Důvod byl nejen neúměrně dlouhý krok ALD cyklu, ale i podprůměrný přírůstek tloušťky vrstvy během jednoho cyklu. Ze zkušenosti nabyté při práci na zahraničním ALD systému jsme věděli, že je zde možnost ke značnému zlepšení depoziční rychlosti. ALD recept jsme optimalizovali převážně zkrácením časů čerpání komory a prodloužením pulzů prekurzorů, k čemuž nám pomohli zkušenosti z [82] s obdobnou depoziční aparaturou. V Tabulce 2 jsou porovnány depoziční rychlosti dosažené původním a nově optimalizovaným receptem.

**Tabulka 2: Porovnání parametrů a depozičních rychlostí  $\text{TiO}_2$  ALD dosažených původním a optimalizovaným receptem.**

Recept	Teplota	Doba cyklu	Přírůstek tloušťky	Doba pro depozici 150 nm
Původní	100 °C	120 s	0,52 Å/cyklus	96 hod
Optimalizovaný	90 °C	18 s	0,74 Å/cyklus	11 hod

Optimalizací parametrů depozice jsme dosáhli téměř řádového snížení času potřebného k vytvoření ALD vrstvy. Optimalizovaný recept nabízí téměř 7krát kratší dobu cyklu za současného zvýšení tloušťky deponované vrstvy na jeden cyklus o více než 40 %. To vše za mírného snížení depoziční teploty o 10 °C, což je pro nás výhodou při práci s teplotně citlivými polymery a rezisty. S optimalizovaným receptem jsme schopni vrstvu o tloušťce 150 nm, jejíž depozice by dříve trvala 96 hodin, deponovat za zhruba 11 hodin. Nový recept sestává z 0,4 sekund pulzu TDMAT; 7vteřinového čerpání; 0,2sekundového pulzu vody a 10vteřinového čerpání; a je nyní volně dostupný pro ostatní vědce v CEITEC Nano. Požadované tloušťka 150 nm  $\text{TiO}_2$  byla nanášena v 2100 cyklech.

### 4.3.3 Iontové leptání

Po dodeponování ALD vrstvy bylo zapotřebí odstranit vrstvu  $\text{TiO}_2$ , která pokrývala horní stěnu rezistu. K tomu jsme využili iontového leptání v aparatuře [Scia Systems Coat 200](#). Zde leptání probíhá prostřednictvím argonových iontů vzniklých v indukčně vázaném radiofrekvenčním plazmatu. Po výběru vhodných parametrů leptání, které zaručí co nejjemnější odprašování ALD vrstvy, aby se organický rezist pod ní zbytečně nepřipékal, jsme se rozhodli na testovacích vzorcích určit leptací rychlost  $\text{TiO}_2$ . Při leptání 160nm vrstvy jsme metodou SIMS sledovali vývoj intenzity sekundární emise iontů titanu ze vzorku. Po 13 minutách započal pokles intenzity  $\text{Ti}^+$  píku, což značí, že již v některých částech vzorku došlo k odleptání vrstvy  $\text{TiO}_2$ , a po 14 minutách již byla hodnota intenzity  $\text{Ti}^+$  píku na úrovni šumu pozadí, což vypovídá o kompletním odstranění horní vrstvy  $\text{TiO}_2$ . Ze dvou takových experimentů jsme určili leptací rychlost  $\text{TiO}_2$  při zvolených

parametrech jako  $12,30 \text{ nm/min} = 0,20 \text{ nm/s}$ . Tato měření se ukázala jako velmi užitečná, protože krátce poté došlo k poruše hmotnostního spektrometru a nebylo již možné přesně sledovat vývoj hmotnostního spektra za účelem včasného ukončení leptacího procesu. Dále jsme se tedy již museli spoléhat na přesnost určené leptací rychlosti a dobu leptání určovat právě z ní.

#### 4.3.4 Odstranění rezistu

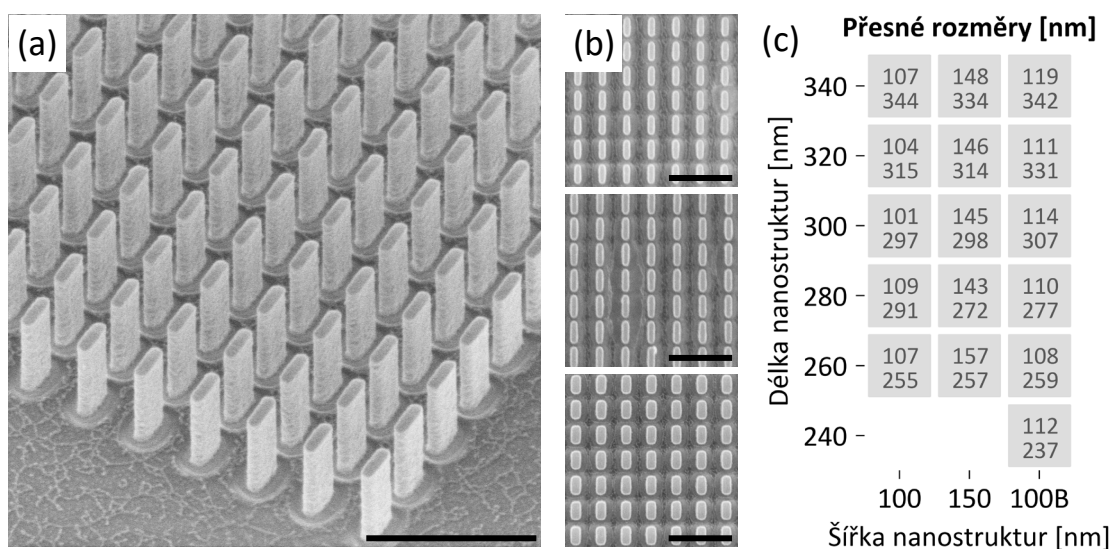
K odstranění organických rezistů je možné využít organických rozpouštědel nebo plazmových technologií. Organická rozpouštědla jsou široká skupina kapalin, které rozkládají rezist chemickými reakcemi. Jejich široký výběr vždy umožňuje najít vhodnou kombinaci k danému rezistu s výsledkem velice selektivního leptání. Proces odbourání tlusté vrstvy rezistu však trvá leckdy i několik hodin a také hrozí poškození vysokých nanostruktur kapilárními silami tekutin. Oproti tomu plazmové technologie rezist odstraňují chemickou reakcí obdobnou hoření, při které kyslíkové radikály vzniklé v plazmatu zpopelňují organický rezist. Tento proces je řádově rychlejší a čistší než použití organických rozpouštědel, protože reaktanty jsou v plynné fázi a snadno opouštějí vakuovanou reakční komoru. Nevýhodou však je menší selektivita leptání a potenciální schopnost iontů v plazmě fyzikálně ovlivnit samotné nanostrukтуры. Pro odstranění 600 nm PMMA rezistu z našeho vzorku jsme využili cestu plazmového čištění v aparatuře [Diener NANO Plasma Cleaner](#), kde je mikrovlnné plazma ve směsi kyslíku s argonem generováno s příkonem až 300 W. Snadnost operace této aparatury je ekvivalentní použití mikrovlnné trouby. Využitím receptu, který pro odstranění rezistu využívá čisté kyslíkové plazma, byl rezist plně odstraněn po 30-40 minutách. Výsledkem tohoto posledního kroku již byly samostatně stojící nanostrukтуры.

#### 4.4 CHARAKTERIZACE NANOSTRUKTUR

Z důvodů časového prodloužení výroby nanostruktur pomocí elektronového litografu s urychlujícím napětím 100 keV bylo nutné přistoupit k náhradnímu řešení. Tím bylo využití rezistové masky dříve připravené pro ing. Katarínu Rovenskou, která obsahovala několik polí nanostruktur s podobnými rozměry jako v původním návrhu [81]. Na této rezistové masce jsme pak úspěšně dokončili nanofabrikaci podle postupu popsaneho v předchozích kapitolách. Úspěšnost nanofabrikace jsme ověřili pomocí rastrovací elektronové mikroskopie (SEM z angl. „Scanning Electron Microscopy“). Vytvořená pole nanostruktur jsme následně charakterizovali pomocí optické spektroskopie a porovnali s očekávaným spektrem z numerických simulací.

#### 4.4.1 SEM vyrobených nanostruktur

Vytvořené nanostruktury jsme pozorovali v elektronovém mikroskopu **FEI Verios 460L**, který umožňuje při použití imerzního režimu zobrazení subnanometrové rozlišení i při nízkých napětích. To je výhodné pro pozorování dielektrických nanostruktur, protože je tím potlačen vliv nabíjení vzorku, který by jinak výrazně zhoršoval pozorovaný obraz. Při měření jsme se obzvláště zaměřili na určení rozměrů vytvořených nanostruktur a ověření plného vyplnění objemu nanostruktur při ALD depozici. Na Obr. 36a,b jsou nafocené snímky nanostruktur při pohledu pod úhlem 40° a z horního pohledu. Nanostruktury vykazují vysoký poměr výšky ku základně spolu s velice vertikálními stěnami. Stěny jsou také hladké bez větších nerovností, které by jinak mohly způsobovat nechtěný rozptyl světla. Vnitřek struktur je zcela vyplněn, což vypovídá o úspěšné depozici ALD. Na substrátu se nachází reziduum neznámého původu, které ani po prodloužení plazmového čištění není odstraněno.



**Obr. 36: Snímky vytvořených nanostruktur z elektronového mikroskopu a naměřené rozměry.** (a) Pohled pod úhlem 40°, na kterém je patrný vysoký poměr stran vytvořených nanostruktur. (b) Pohled z vrchu na nanostruktury třech různých rozměrů. Nanostruktury jsou plně vyplněné a homogenní v celém poli. Měřítka odpovídá 1  $\mu\text{m}$ . (c) Přesné rozměry nanostruktur (šířka/délka) v různých polích se schématickým znázorněním rozložení polí po vzorku.

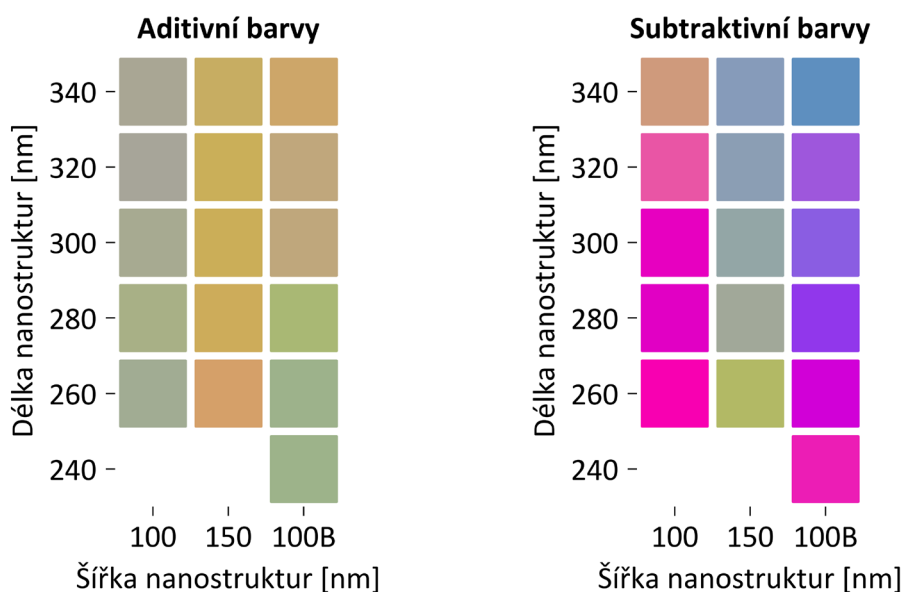
Analýzou snímků pořízených z horního pohledu jsme určili přesné laterální rozměry nanostruktur, jenž jsou uvedeny ve schématickém rozložení vzorku na Obr. 36c. Mezi poli se stejným zadaným rozměrem se rozměry nanostruktur liší o 5-20 nm, nejspíše kvůli rozdílné dodatečné dávce elektronů při expozici od okolních nanostruktur nebo mírnou nestabilitou litografu. Perioda nanostruktur je rovna 400 nm, až na sloupec polí označený 100B, kde je perioda navýšena. Ze snímků focených pod náklonem jsme určili výšku nanostruktur jako  $620 \pm 20$  nm, což dostatečně odpovídá požadované výšce 600 nm. Plocha každého pole je 100 x 100  $\mu\text{m}$ .

## 4.4.2 Spektroskopie polí barevných filtrů

Při spektroskopickém měření nebo z výsledků numerické simulace získáváme závislost intenzity záření na vlnové délce. Protože účelem této práce je vytvářet barevné filtry, rozhodli jsme se velké množství dat obsažených ve spektrální závislosti nahradit barvou odpovídající příslušnému spektru. To jsme v případě simulací i experimentu udělali pomocí integrace spektra přes křivky citlivosti lidského oka a následnou transformaci XYZ reprezentace barvy přes xyz reprezentaci transformovali barvu do sRGB barevného prostoru. Tyto barvy tak částečně reprezentují spektra a lze z nich usuzovat o chromaticitě barevného filtru a sytosti propouštěné barvy.

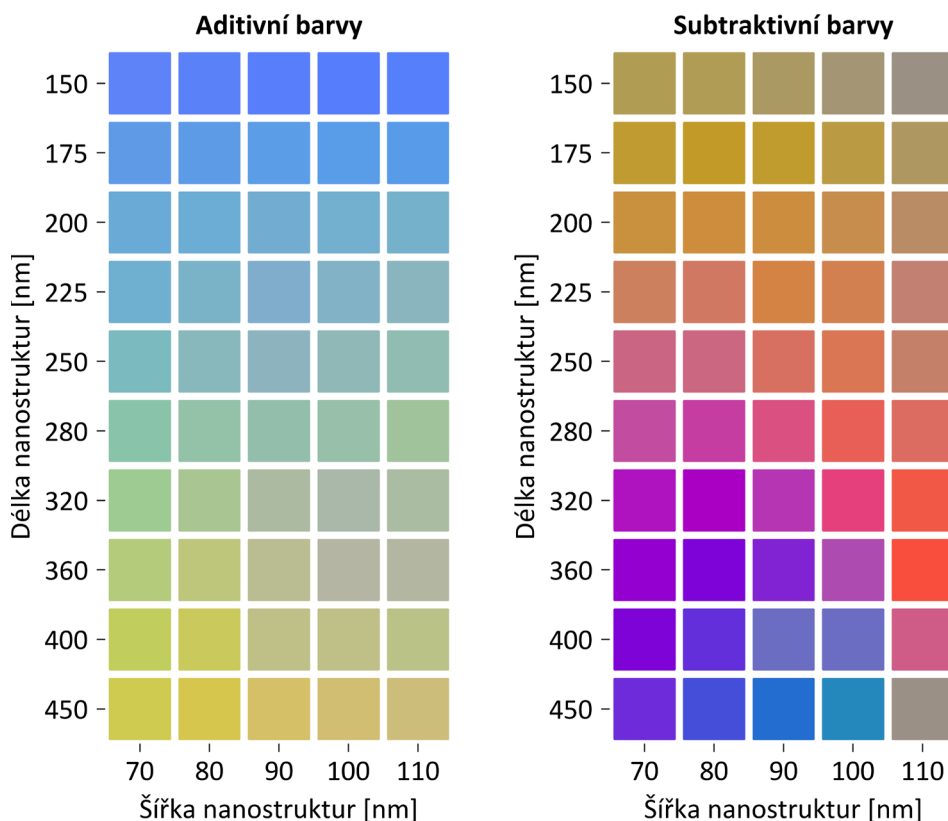
### 4.4.2.1 Simulace spektrální odezvy barevných filtrů

Abychom získali představu, jakou paletu barev můžeme od polí vyrobených nanostruktur očekávat, vytvořili jsme sadu simulací obdobných těm v kapitole 4.2.3.3. Pro každé pole nanostruktur z tabulky na Obr. 36 jsme pomocí simulace určili spektrální závislost polarizačního stavu po průchodu nanostrukturou. Tato spektra jsme rozdělili na x- a y-polarizaci, kterým odpovídá záření prošlé paralelně orientovanými (Obr. 24b), respektive zkříženými polarizačními filtry (Obr. 24a). V konfiguraci zkřížených polarizačních filtrů jsou propouštěny aditivní barvy, zobrazené na Obr. 37 vlevo, zatímco při paralelním natočení polarizátorů jsou propouštěny barvy subtraktivní, na Obr. 37 vpravo. Paleta získaných barev je méně než ideální, protože struktury nebyly za účelem filtrování barev navrženy. I přesto lze mezi nanostrukturami spatřit desaturované aditivní barvy od zelené až po oranžovou a satureované subtraktivní barvy od růžové, fialové až po modrou.



**Obr. 37: Simulací určené barvy vyrobených nanostruktur různých rozměrů.** Vlevo, aditivní barvy získané konfigurací zkřížených polarizačních filtrů. Vpravo, subtraktivní barvy získané konfigurací paralelních polarizačních filtrů. Aditivní a subtraktivní barvy jsou vzájemně komplementární.

Pro porovnání s původně navrženými nanostrukturami jsme zhotovili simulace i pro pole nanostruktur vyznačených na Obr. 34 tyrkysovou barvou. Očekávané aditivní barvy navržených barevných filtrů jsou vyneseny na Obr. 38 vlevo a subtraktivní barvy zase na Obr. 38 vpravo. Zde je barevná paleta o poznání širší, přesto však rozsah aditivních barev nepokrývá celé viditelné spektrum. V paletě aditivních barev schází oblast červených barev, čemuž odpovídá nedostatek tyrkysové barvy ve spektru subtraktivních barev, jelikož tyto barvy jsou komplementární.



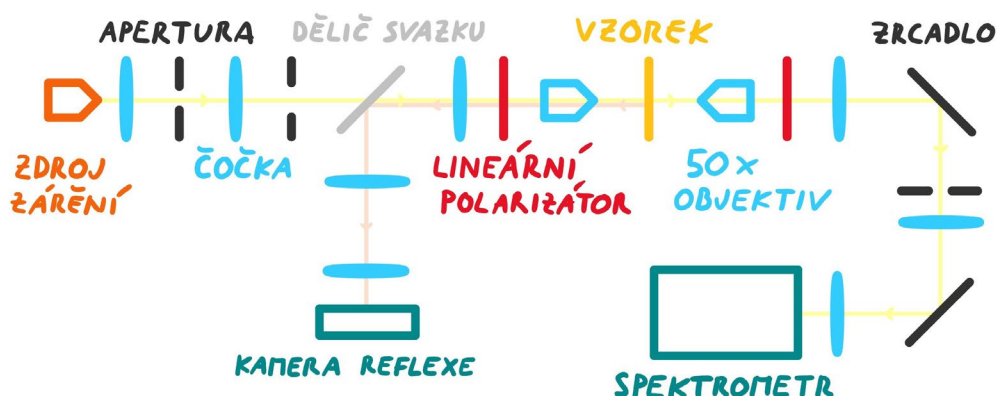
**Obr. 38: Simulací určené barvy navržených barevných filtrů tvořených nanostrukturami s různými rozměry.** Vlevo, aditivní barvy získané konfigurací zkřížených polarizačních filtrů. Vpravo, subtraktivní barvy získané konfigurací paralelních polarizačních filtrů. Aditivní a subtraktivní barvy jsou vzájemně komplementární.

#### 4.4.2.2 Naměřená spektrální odezva barevných filtrů

Vlastnosti barevných filtrů jsme charakterizovali pomocí transmisní optické spektroskopie v dalekém poli. K tomuto účelu byla sestavena aparatura na optické lavici, která umožňuje vzorek pozorovat a zároveň měřit spektrum prošlého záření. Schématický náčrt sestavené aparatury je zobrazen na Obr. 39. Z halogenové lampy se šíří širokospektrální nepolarizované záření a první dvě čočky spolu s polní a aperturní clonou jej utváří do Köhlerova osvětlení. Následně je záření polarizováno prvním polarizačním filtrem a 50x objektivem fokusováno na vzorek. Po průchodu vzorkem je polarizační stav záření analyzován druhým polarizačním filtrem a několika odrazy od

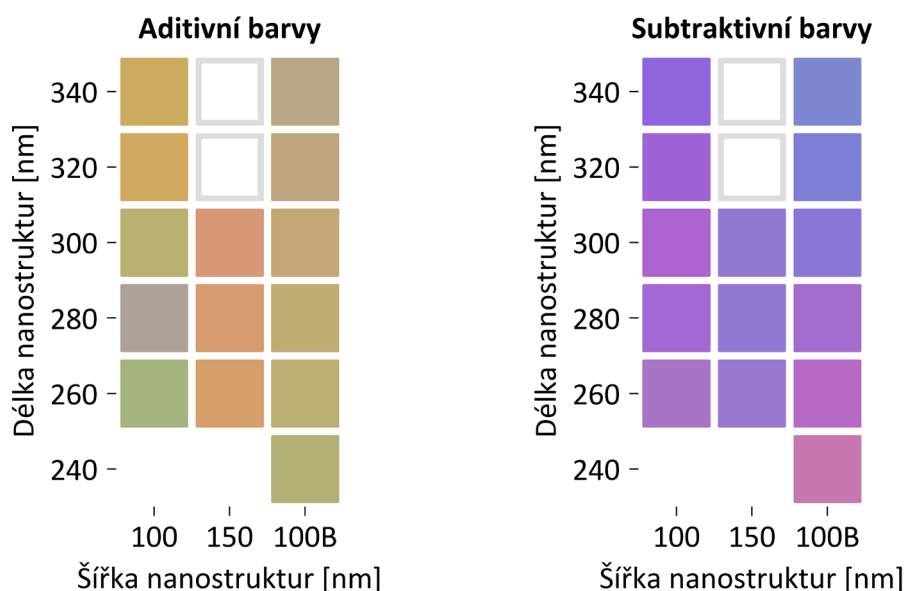


zrcadel se záření dostává do spektrometru. Uvnitř spektrometru je záření dopadem na mřížku separováno podle vlnových délek a dopadá na fotodetektor, kde je jeho spektrum zaznamenáno. Při interakci se vzorkem se část záření odráží a šíří optickou soustavou nazpět. Pomocí děliče svazku je odražené záření odkloněno směrem ke kameře, která tak snímá povrch vzorku v reflexi. Správnou kalibrací optické soustavy lze korelovat část obrazu na kameře snímající odražené záření s oblastí vzorku, ze které je snímán spektroskopický signál. Toto velice usnadňuje navigaci po vzorku a urychluje tak proces získávání spekter. Jeden z polarizátorů je navíc možné ovládat počítačem a opakovatelně jej překlápět mezi orientací zkřížených a paralelních polarizačních filtrů, což zase urychluje přepínání mezi měřením aditivních a subtraktivních spekter.



**Obr. 39:** Schématické zobrazení aparatury pro měření spektrální odezvy nanostruktur. Aparatura umožňuje současně pozorovat a navigovat se po vzorku pomocí kamery snímající odraz a měřit spektra procházející vzorkem pomocí spektrometru.

Pomocí této aparatury jsme změřili jak aditivní, tak subtraktivní spektra vybraných polí nanostruktur. Těmto spektrům přisouzené barvy jsou vyznačeny na Obr. 40. Během měření bylo nutné často měnit intenzitu zdroje záření, aby bylo možné navigovat se po vzorku a poté muselo být osvětlení sníženo, aby nebyl spektrometr přesycen. Kvůli tomu nelze přímo vzájemně porovnávat intenzitu a účinnost filtrace barev, zatímco chromaticitu barev porovnávat lze.

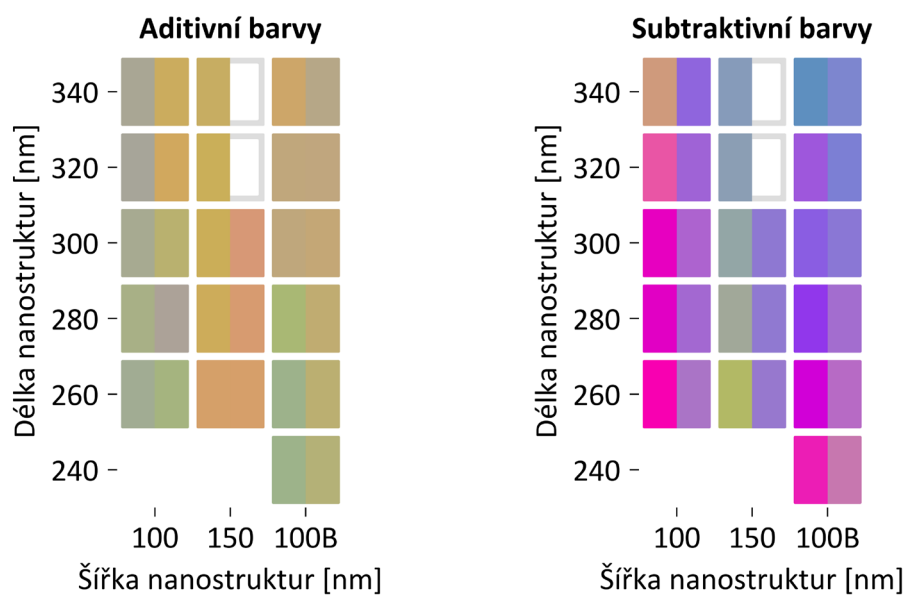


**Obr. 40: Experimentálně určené barvy barevných filtrů tvořených nanostrukturami různých rozměrů.** Vlevo, aditivní barvy získané konfigurací zkřížených polarizačních filtrů. Vpravo, subtraktivní barvy získané konfigurací paralelních polarizačních filtrů. Barevná spektra z polí ohraničených šedým rámečkem se nepodařilo naměřit.

#### 4.4.2.3 Porovnání experimentu se simulacemi

V této podkapitole nyní porovnáme experimentální výsledky s předpovědí numerických simulací. Srovnání získaných barev bok po boku je prezentováno na Obr. 41. Je z něj patrné, že došlo ke kvalitativní shodě simulace a experimentu. V některých případech jsou barvy téměř identické, jindy, kupříkladu nanostruktury s délkou 340 nm, se barvy podstatně liší. To je způsobeno horším průnikem záření rozměrnějšími nanostrukturami, což snižuje množství zachyceného signálu na velice nízkou úroveň a barvy pak mají více nahodilý charakter. Získané aditivní barvy jsou velice desaturované, což se ve spektru projevuje vysokou pološírkou spektrálního píku, leckdy přesahující polovinu rozsahu viditelného světla. I proto pak subtraktivní barvy působí saturevaně, protože tento široký pík v jejich spektru chybí a zbývá relativně úzká oblast propuštěného záření. Získané aditivní a subtraktivní barvy nejsou vždy přesně komplementární, protože část intenzity záření je ztracena odrazem nebo absorpcí uvnitř nanostruktur. U většiny měřených nanostruktur došlo k blízké shodě s předpokládaným spektrem, a proto se domníváme, že původně navržené nanostruktury by v experimentu vykázaly podobně širší paletu barev oproti vyrobeným nanostrukturám, jako ukazují jejich simulace (viz Obr. 38). Pro určení účinnosti barevných filtrů jsme podělili barevné spektrum intenzitou záření naměřenou při paralelní orientaci polarizačních filtrů v oblasti substrátu bez nanostruktur. Maximum účinnosti se pro značnou většinu barevných filtrů pohybovalo mezi 50-75 %. To je poměrně vysoká hodnota pro nanostruktury, které nebyly za účelem filtrování barev navrženy a souhlasí s účinností předpovídanou simulacemi pro tyto struktury. V porovnání s moderními barevnými filtry založených na absorpci v organických barvivech, které nabízejí hodnoty maxima transmise v rozsahu 80-90 % [37], jsou tyto hodnoty však stále nízké.





**Obr. 41: Srovnání experimentálně naměřených barev s numerickými simulacemi.** Levá část každého čtverečku představuje barvu získanou ze simulací založených na přesně naměřených rozměrech nanostruktur a pravá část odpovídá barvě určené pomocí experimentu.



## 5 ZÁVĚR

Účelem této práce bylo navrhnout barevný filtr, který překoná omezení maximálního možného prostorového rozlišení dnešních fotosenzorů využívajících konvenčních barevných filtrů. Nejdříve byla provedena rešerše motivující k hledání alternativních barevných filtrů v podobě metapovrchů. Byly popsány různé způsoby interakce elektromagnetického záření s metamateriály a některé strategie k využití těchto interakcí k návrhu funkčních metapovrchů. Následoval rozbor existujících metapovrchů určených pro filtraci barev. Nízká účinnost existujících kovových metapovrchů motivovala k hledání cest, jak při návrhu metapovrchů využít dielektrických materiálů. Úvod do problematiky barev prezentoval postup umožňující kvantifikovat barevný počitek a představil příklady rozmanitých mechanismů strukturálního zbarvení v říši živočichů i rostlin.

V následující kapitole byl uveden výčet důležitého experimentálního zařízení, které bylo využito během vypracování práce. Z nanofabričních metod byly představeny metody elektronové litografie, využitě k vytváření submikronových struktur, metoda depozice atomárních vrstev k depozici  $\text{TiO}_2$  do otvorů vytvořených elektronovou litografií a metoda iontového leptání k odstranění  $\text{TiO}_2$  z nežádoucích míst. Z analytických metod byla popsána metoda rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli k rozlišení spekter jednotlivých nanostruktur a později metoda optické spektroskopie v dalekém poli. Ve finální kapitole této práce byl vysvětlen princip operace navrženého barevného filtru, který filtruje barvy selektivní manipulací polarizace procházejícího záření. Postupně byly diskutovány parametry nanostruktur, z nichž je tvořen metapovrch, jako je jejich tvar, materiál, výška a laterální rozměry. Pomocí numerických simulací byly tyto parametry optimalizovány pro funkce barevných filtrů na vlnových délkách 450, 550 a 650 nm.

Dále byla prezentována strategie návrhu metapovrchu stavějící na podkladech z numerických simulací. Bohužel tento optimální metapovrch nemohl být vyroben z důvodu závady na elektronovém litografu partnerů na Ústavu přístrojové techniky AV ČR. Navzdory tomu se nám podařilo vytvořit metapovrch s podobnými rozměry nanostruktur, jejichž možnost využití pro účely filtrace barev tak mohla být experimentálně ověřena spektroskopickými metodami. Během výroby tohoto metapovrchu jsme se seznámili s množstvím nanofabričních metod a podařilo se nám optimalizovat ALD recept pro depozici  $\text{TiO}_2$ , který je nyní řádově rychlejší než předchozí dostupný recept.

Pro změření spektrální charakteristiky vyrobených barevných filtrů byla sestavena spektroskopická aparatura na optické lavici s možností jednoduše měnit parametry snímání optických spekter. Naměřená spektra kvalitativně dobře odpovídají výsledkům numerických simulací. Barvy produkované vytvořenými barevnými filtry nejsou příliš syté, avšak účinnost jejich transmise se pohybuje v rozmezí 50-75 % v porovnání se spektrem obdržným po průchodu dvěma paralelně orientovanými polarizačními filtry. To je poměrně vysoká hodnota pro nanostruktury, které nebyly optimalizované pro tento účel, avšak věříme, že navržené optimální nanostruktury z numerických simulací by tuto účinnost ještě navýšily a pokryly širší paletu barev. Současně vytvořené barevné filtry na bázi metapovrchů propouštějí aditivní barvy v rozsahu od oranžové až po zelenou a subtraktivní barvy od růžové po modrou. Bohužel nebylo možné změřit odezvu jednotlivých nanostruktur pomocí metody SNOM, protože vytvořený vzorek neobsahoval pole nanostruktur navržených k tomuto měření. Toto měření by bylo velice užitečné k porovnání „cross-talku“ mezi sousedními pixely barevného filtru mezi metapovrchy a konvenčními barevnými filtry.

Uplatnění představených barevných filtrů spadá do aplikací vyžadujících vysoké rozlišení senzorů v omezeném prostoru, jako jsou kupříkladu mobilní telefony. Naopak nejsou vhodné pro měření nepolarizovaného světla s vysokou účinností, jakou třeba vyžadují kamerové systémy autonomních automobilů, protože již první z polarizačních filtrů v představeném barevném filtru by snížil intenzitu dopadajícího záření na polovinu. Toto však není nevýhodou v aplikacích pracujících s lineárně polarizovaným světlem, kde náš návrh naopak ušetří nutnost externího polarizačního filtru. Další zajímavou vlastností představených barevných filtrů je možnost přepínat mezi spektrem aditivních a subtraktivních barev otočením jednoho z polarizačních filtrů.

Doufáme, že se v blízké budoucnosti podaří vyrobit i charakterizovat vlastní nanostruktury, které byly v této práci pro účely barevných filtrů navrhnuty, a bude tak moci vyniknout plný potenciál této metody filtrace barev.

## REFERENCE

- [1] D. Lin, P. Fan, E. Hasman, and M. L. Brongersma, "Dielectric gradient metasurface optical elements," *Science* (80-. ), vol. 345, no. 6194, pp. 298–302, Jul. 2014, doi: 10.1126/science.1253213.
- [2] M. Khorasaninejad *et al.*, "Polarization-Insensitive Metalenses at Visible Wavelengths," *Nano Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 7229–7234, Nov. 2016, doi: 10.1021/acs.nanolett.6b03626.
- [3] E. Arbabi, A. Arbabi, S. M. Kamali, Y. Horie, and A. Faraon, "High efficiency double-wavelength dielectric metasurface lenses with dichroic birefringent meta-atoms," *Opt. Express*, vol. 24, no. 16, p. 18468, 2016, doi: 10.1364/oe.24.018468.
- [4] M. Keshavarz Hedayati and M. Elbahri, "Review of Metasurface Plasmonic Structural Color," *Plasmonics*, vol. 12, no. 5. Springer New York LLC, pp. 1463–1479, Oct. 01, 2017, doi: 10.1007/s11468-016-0407-y.
- [5] T. Lee, J. Jang, H. Jeong, and J. Rho, "Plasmonic- and dielectric-based structural coloring: from fundamentals to practical applications," *Nano Convergence*, vol. 5, no. 1. Korea Nano Technology Research Society, p. 1, Dec. 01, 2018, doi: 10.1186/s40580-017-0133-y.
- [6] C.-S. Park, I. Koirala, S. Gao, V. R. Shrestha, S.-S. Lee, and D.-Y. Choi, "Structural color filters based on an all-dielectric metasurface exploiting silicon-rich silicon nitride nanodisks," *Opt. Express*, vol. 27, no. 2, p. 667, Jan. 2019, doi: 10.1364/oe.27.000667.
- [7] M. Khorasaninejad and K. B. Crozier, "Silicon nanofin grating as a miniature chirality-distinguishing beam-splitter," *Nat. Commun.*, vol. 5, no. 1, pp. 1–6, Nov. 2014, doi: 10.1038/ncomms6386.
- [8] J. Li *et al.*, "Efficient Polarization Beam Splitter Based on All-Dielectric Metasurface in Visible Region," *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 14, no. 1, p. 34, Dec. 2019, doi: 10.1186/s11671-019-2867-4.
- [9] G. Zheng, H. Mühlenbernd, M. Kenney, G. Li, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Metasurface holograms reaching 80% efficiency," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, no. 4, pp. 308–312, Apr. 2015, doi: 10.1038/nnano.2015.2.
- [10] E. Arbabi, S. M. Kamali, A. Arbabi, and A. Faraon, "Vectorial Holograms with a Dielectric Metasurface: Ultimate Polarization Pattern Generation," *ACS Photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 2712–2718, Nov. 2019, doi: 10.1021/acsp Photonics.9b00678.
- [11] E. Wang *et al.*, "Complete Control of Multichannel, Angle-Multiplexed, and Arbitrary Spatially Varying Polarization Fields," *Adv. Opt. Mater.*, vol. 8, no. 6, 2020, doi: 10.1002/adom.201901674.
- [12] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–3969, Oct. 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
- [13] M. Gómez-Castaño, J. L. Garcia-Pomar, L. A. Pérez, S. Shanmugathan, S. Ravaine, and A. Mihi, "Electrodeposited Negative Index Metamaterials with Visible and Near Infrared Response," *Adv. Opt. Mater.*, vol. 8, no. 19, p. 2000865, Oct. 2020, doi: 10.1002/adom.202000865.
- [14] Y. Lee *et al.*, "Electrical Broad Tuning of Plasmonic Color Filter Employing an Asymmetric-Lattice Nanohole Array of Metasurface Controlled by Polarization Rotator," *ACS Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 1954–1966, Aug. 2017, doi: 10.1021/acsp Photonics.7b00249.
- [15] A. She, S. Zhang, S. Shian, D. R. Clarke, and F. Capasso, "Adaptive metalenses with simultaneous electrical control of focal length, astigmatism, and shift," *Sci. Adv.*, vol. 4, no. 2, p. eaap9957, Feb. 2018, doi: 10.1126/sciadv.aap9957.

- [16] Q. He, S. Sun, and L. Zhou, "Tunable/Reconfigurable Metasurfaces: Physics and Applications," *Research*, vol. 2019, pp. 1–16, Jul. 2019, doi: 10.34133/2019/1849272.
- [17] Q. Zhao, J. Zhou, F. Zhang, and D. Lippens, "Mie resonance-based dielectric metamaterials," *Materials Today*, vol. 12, no. 12, Elsevier, pp. 60–69, Dec. 01, 2009, doi: 10.1016/S1369-7021(09)70318-9.
- [18] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, "Optically resonant dielectric nanostructures," *Science*, vol. 354, no. 6314, American Association for the Advancement of Science, p. aag2472, Nov. 18, 2016, doi: 10.1126/science.aag2472.
- [19] M. B. James and D. J. Griffiths, "Why the speed of light is reduced in a transparent medium," *Am. J. Phys.*, vol. 60, no. 4, pp. 309–313, Apr. 1992, doi: 10.1119/1.16922.
- [20] J. van de Groep, J.-H. Song, U. Celano, Q. Li, P. G. Kik, and M. L. Brongersma, "Exciton resonance tuning of an atomically thin lens," *Nat. Photonics*, vol. 14, no. 7, pp. 426–430, 2020, doi: 10.1038/s41566-020-0624-y.
- [21] P. Grahn, A. Shevchenko, and M. Kaivola, "Electromagnetic multipole theory for optical nanomaterials," *New J. Phys.*, vol. 14, 2012, doi: 10.1088/1367-2630/14/9/093033.
- [22] P. D. Terekhov, V. E. Babicheva, K. V. Baryshnikova, A. S. Shalin, A. Karabchevsky, and A. B. Evlyukhin, "Multipole analysis of dielectric metasurfaces composed of nonspherical nanoparticles and lattice invisibility effect," *Phys. Rev. B*, vol. 99, no. 4, p. 045424, Jan. 2019, doi: 10.1103/PhysRevB.99.045424.
- [23] R. Alaee, C. Rockstuhl, and I. Fernandez-Corbaton, "Exact Multipolar Decompositions with Applications in Nanophotonics," *Adv. Opt. Mater.*, vol. 7, no. 1, p. 1800783, Jan. 2019, doi: 10.1002/adom.201800783.
- [24] John David Jackson, *Classical Electrodynamics Third Edition 1998 (PART)*. Wiley, 1998.
- [25] J. Chen, J. Ng, Z. Lin, and C. T. Chan, "Supplementary Information-Optical pulling force 1 Radiation force for a propagation invariant beam," 2011, doi: 10.1038/nphoton.2011.153.
- [26] M. Nitzan and J. S. Bodenheimer, "Simplistic explanations of Brewster's law," *Cit. Am. J. Phys.*, vol. 52, p. 1166, 1984, doi: 10.1119/1.13871.
- [27] S. Kruk and Y. Kivshar, "Tailoring transmission and reflection with metasurfaces," in *Dielectric Metamaterials*, Elsevier, 2020, pp. 145–174.
- [28] M. Kerker, D. S. Wang, and C. L. Giles, "Electromagnetic scattering by magnetic spheres," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 73, no. 6, pp. 765–767, Jun. 1983, doi: 10.1364/JOSA.73.000765.
- [29] Y. F. Yu, A. Y. Zhu, R. Paniagua-Domínguez, Y. H. Fu, B. Luk'yanchuk, and A. I. Kuznetsov, "High-transmission dielectric metasurface with  $2\pi$  phase control at visible wavelengths," *Laser Photonics Rev.*, vol. 9, no. 4, pp. 412–418, Jul. 2015, doi: 10.1002/lpor.201500041.
- [30] M. Dupré, L. Hsu, and B. Kanté, "On the design of random metasurface devices."
- [31] "Phase Difference after Resonance | This Condensed Life."  
<https://thiscondensedlife.wordpress.com/2016/05/02/phase-difference-after-resonance/>  
(accessed Mar. 11, 2020).
- [32] J. E. Purkinje, *Beobachtungen und Versuche zur Physiologie der Sinne, Neue Beiträge zur Kenntnis des Sehens in subjektiver Hinsicht*, vol. 2. 1825.
- [33] I. P. V Troxler, "Über das Verschwinden gegebener Gegenstände innerhalb unseres Gesichtskreises," *Ophthalmol. Bibl.*, vol. 2, no. 2, 1804.

- [34] "CIE Primary Colors and Matching Functions." <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/vision/cieprim.html> (accessed Nov. 10, 2020).
- [35] "CIE1931xy blank - Spectral color - Wikipedia." [https://en.wikipedia.org/wiki/Spectral\\_color#/media/File:CIE1931xy\\_blank.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Spectral_color#/media/File:CIE1931xy_blank.svg) (accessed May 07, 2021).
- [36] H. R. Miller, "Color filter array for CCD and CMOS image sensors using a chemically amplified thermally cured pre-dyed positive-tone photoresist for 365-nm lithography," in *Advances in Resist Technology and Processing XVI*, Jun. 1999, vol. 3678, p. 1083, doi: 10.1117/12.350159.
- [37] L. Jiang, K.-J. Kim, F. M. Reininger, S. Jiguet, and S. Pau, "Microfabrication of a color filter array utilizing colored SU-8 photoresists," *Appl. Opt.*, vol. 59, no. 22, p. G137, Aug. 2020, doi: 10.1364/ao.391579.
- [38] R. D. Holscher Jr., "Color filter array and imaging device containing such color filter array and method of fabrication," Oct. 2007.
- [39] "Part 2: Pixel Scaling and Scaling Enablers | TechInsights." <https://www.techinsights.com/blog/part-2-pixel-scaling-and-scaling-enablers> (accessed Apr. 28, 2021).
- [40] J. Zi *et al.*, "Coloration strategies in peacock feathers," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 100, no. 22, pp. 12576–12578, Oct. 2003, doi: 10.1073/pnas.2133313100.
- [41] M. M. I. Young *et al.*, "Male characteristics as predictors of genital color and display variation in vervet monkeys," *Behav. Ecol. Sociobiol.*, vol. 74, no. 2, pp. 1–14, Feb. 2020, doi: 10.1007/s00265-019-2787-4.
- [42] E. Lee, H. Lee, J. Kimura, and S. Sugita, "Feather Microstructure of the Black-Billed Magpie (*Pica pica sericea*) and Jungle Crow (*Corvus macrorhynchos*)," 2010.
- [43] A. R. Parker, R. C. McPhedran, D. R. McKenzie, L. C. Botten, and N. A. P. Nicorovici, "Aphrodite's iridescence," *Nature*, vol. 409, no. 6816, pp. 36–37, Jan. 2001, doi: 10.1038/35051168.
- [44] S. Kinoshita, S. Yoshioka, and J. Miyazaki, "Physics of structural colors," *Prog. Phys. Rep. Prog. Phys.*, vol. 71, p. 30, 2008, doi: 10.1088/0034-4885/71/7/076401.
- [45] No known Author, "Vervet monkey, *Chlorocebus tantalus*." <https://i.redd.it/2y77fyealwg31.jpg> (accessed Feb. 25, 2021).
- [46] A. Kher, "Large-billed Crow, *Corvus macrorhynchos*," 2015. <https://ebird.org/species/labcro1> (accessed Feb. 25, 2021).
- [47] G. Oxby, "Sea Mouse, *Aphrodita Aculeata*," 2016. <https://www.facebook.com/photo.php?fbid=270556963279221&set=gm.10153343412961017&type=3&theater> (accessed Feb. 25, 2021).
- [48] A. E. Seago, P. Brady, J. P. Vigneron, and T. D. Schultz, "Gold bugs and beyond: A review of iridescence and structural colour mechanisms in beetles (Coleoptera)," *Journal of the Royal Society Interface*, vol. 6, no. SUPPL. 2. Royal Society, Apr. 06, 2009, doi: 10.1098/rsif.2008.0354.focus.
- [49] L. Fernández Del Río, H. Arwin, and K. Järrendahl, "Polarizing properties and structure of the cuticle of scarab beetles from the *Chrysina* genus," *Phys. Rev. E*, vol. 94, no. 1, p. 012409, Jul. 2016, doi: 10.1103/PhysRevE.94.012409.
- [50] S. Vignolini *et al.*, "Pointillist structural color in Pollia fruit," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 109, no. 39, pp. 15712–15715, Sep. 2012, doi: 10.1073/pnas.1210105109.

- [51] S. Vignolini, E. Moyroud, B. J. Glover, and U. Steiner, "Analysing photonic structures in plants," *J. R. Soc. Interface*, vol. 10, no. 87, p. 20130394, Oct. 2013, doi: 10.1098/rsif.2013.0394.
- [52] I. Koirala, S.-S. Lee, and D.-Y. Choi, "Highly transmissive subtractive color filters based on an all-dielectric metasurface incorporating TiO<sub>2</sub> nanopillars," *Opt. Express*, vol. 26, no. 14, p. 18320, Jul. 2018, doi: 10.1364/oe.26.018320.
- [53] K. Kumar, H. Duan, R. S. Hegde, S. C. W. Koh, J. N. Wei, and J. K. W. Yang, "Printing colour at the optical diffraction limit," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 9, pp. 557–561, Sep. 2012, doi: 10.1038/nnano.2012.128.
- [54] Y. W. Huang *et al.*, "Aluminum plasmonic multicolor meta-Hologram," *Nano Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 3122–3127, 2015, doi: 10.1021/acs.nanolett.5b00184.
- [55] H. Wang *et al.*, "Full Color Generation Using Silver Tandem Nanodisks," *ACS Nano*, vol. 11, no. 5, pp. 4419–4427, 2017, doi: 10.1021/acs.nano.6b08465.
- [56] K. Kumar, H. Duan, R. S. Hegde, S. C. W. Koh, J. N. Wei, and J. K. W. Yang, "Printing colour at the optical diffraction limit," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 9, pp. 557–561, 2012, doi: 10.1038/nnano.2012.128.
- [57] W. Yue, S. Gao, S. S. Lee, E. S. Kim, and D. Y. Choi, "Subtractive Color Filters Based on a Silicon-Aluminum Hybrid-Nanodisk Metasurface Enabling Enhanced Color Purity," *Sci. Rep.*, vol. 6, Jul. 2016, doi: 10.1038/srep29756.
- [58] W. Yue, S. Gao, S. S. Lee, E. S. Kim, and D. Y. Choi, "Highly reflective subtractive color filters capitalizing on a silicon metasurface integrated with nanostructured aluminum mirrors," *Laser Photonics Rev.*, vol. 11, no. 3, May 2017, doi: 10.1002/lpor.201600285.
- [59] G. Si *et al.*, "Reflective plasmonic color filters based on lithographically patterned silver nanorod arrays," *Nanoscale*, vol. 5, no. 14, pp. 6243–6248, Jul. 2013, doi: 10.1039/c3nr01419c.
- [60] S. Yokogawa, S. P. Burgos, and H. A. Atwater, "Plasmonic color filters for CMOS image sensor applications," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 4349–4354, Aug. 2012, doi: 10.1021/nl302110z.
- [61] C. Genet and T. W. Ebbesen, "Light in tiny holes," *Nature*, vol. 445, no. 7123, pp. 39–46, 2007, doi: 10.1038/nature05350.
- [62] Y. Qiu, L. Zhan, X. Hu, S. Luo, and Y. Xia, "Demonstration of color filters for OLED display based on extraordinary optical transmission through periodic hole array on metallic film," *Displays*, vol. 32, no. 5, pp. 308–312, Dec. 2011, doi: 10.1016/j.displa.2011.05.011.
- [63] Q. Chen, D. Chitnis, K. Walls, T. D. Drysdale, S. Collins, and D. R. S. Cumming, "CMOS photodetectors integrated with plasmonic color filters," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 3, pp. 197–199, 2012, doi: 10.1109/LPT.2011.2176333.
- [64] Y. S. Do, J. H. Park, B. Y. Hwang, S. M. Lee, B. K. Ju, and K. C. Choi, "Plasmonic Color Filter and its Fabrication for Large-Area Applications," *Adv. Opt. Mater.*, vol. 1, no. 2, pp. 133–138, Feb. 2013, doi: 10.1002/adom.201200021.
- [65] D. Inoue *et al.*, "Polarization independent visible color filter comprising an aluminum film with surface-plasmon enhanced transmission through a subwavelength array of holes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 9, p. 093113, Feb. 2011, doi: 10.1063/1.3560467.
- [66] Q. Chen and D. R. S. Cumming, "High transmission and low color cross-talk plasmonic color filters using triangular-lattice hole arrays in aluminum films," *Opt. Express*, vol. 18, no. 13, p. 14056, Jun. 2010, doi: 10.1364/oe.18.014056.



- [67] E. Balaur, C. Sadatnajafi, S. S. Kou, J. Lin, and B. Abbey, "Continuously Tunable, Polarization Controlled, Colour Palette Produced from Nanoscale Plasmonic Pixels," *Sci. Rep.*, vol. 6, Jun. 2016, doi: 10.1038/srep28062.
- [68] Z. Li, A. W. Clark, and J. M. Cooper, "Dual color plasmonic pixels create a polarization controlled nano color palette," *ACS Nano*, vol. 10, no. 1, pp. 492–498, Jan. 2016, doi: 10.1021/acsnano.5b05411.
- [69] G. Si *et al.*, "Annular aperture array based color filter," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 3, p. 033105, Jul. 2011, doi: 10.1063/1.3608147.
- [70] J. Su, L. Wang, J. Yang, L. Kong, X. Mo, and J. Lv, "High selectivity plasmonic color filters based on tapered annular aperture arrays," *Opt. Commun.*, vol. 475, p. 126206, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.optcom.2020.126206.
- [71] Y. Horie *et al.*, "Visible Wavelength Color Filters Using Dielectric Subwavelength Gratings for Backside-Illuminated CMOS Image Sensor Technologies," *Nano Lett.*, vol. 17, no. 5, pp. 3159–3164, May 2017, doi: 10.1021/acs.nanolett.7b00636.
- [72] I. Koirala, S.-S. Lee, and D.-Y. Choi, "Highly transmissive subtractive color filters based on an all-dielectric metasurface incorporating TiO<sub>2</sub> nanopillars," *Opt. Express*, vol. 26, no. 14, p. 18320, Jul. 2018, doi: 10.1364/oe.26.018320.
- [73] I. Koirala, C. S. Park, S. S. Lee, and D. Y. Choi, "Angle tolerant transmissive color filters exploiting metasurface incorporating hydrogenated amorphous silicon nanopillars," *Chinese Opt. Lett.*, vol. 17, no. 8, p. 082301, Jul. 2019, doi: 10.3788/COL201917.082301.
- [74] S. G. Moiseev, "Thin-film polarizer made of heterogeneous medium with uniformly oriented silver nanoparticles," *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 103, no. 3, pp. 775–777, Jun. 2011, doi: 10.1007/s00339-010-6210-2.
- [75] "Nanoparticle Linear Film Polarizer." [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_ID=752](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_ID=752) (accessed Nov. 23, 2020).
- [76] Y. Lin, J. Guo, and R. G. Lindquist, "Demonstration of an ultra-wideband optical fiber inline polarizer with metal nano-grid on the fiber tip," *Opt. Express*, vol. 17, no. 20, p. 17849, Sep. 2009, doi: 10.1364/oe.17.017849.
- [77] J. Cai, M. Yu, Y. Fan, Z. Wang, and Y. Hao, "Fabrication of micropolarizer array for visible polarization imaging," in *5th International Conference on Manipulation, Manufacturing and Measurement on the Nanoscale, 3M-NANO 2015 - Conference Proceedings*, Mar. 2016, pp. 103–106, doi: 10.1109/3M-NANO.2015.7425516.
- [78] "Wire Grid Polarizers on Glass Substrates." [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=5510](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5510) (accessed Nov. 23, 2020).
- [79] R. Rumpf, "Electromagnetic Analysis Using Finite-Difference Time-Domain - EMPossible." <https://empossible.net/academics/emp5304/> (accessed Apr. 24, 2021).
- [80] O. Červinka, *Metasurface for structural color*. 2021. [https://www.youtube.com/watch?v=h\\_M4FktHjUo](https://www.youtube.com/watch?v=h_M4FktHjUo) (accessed Mar. 05, 2021)
- [81] K. Rovenská, "Dielektrické metapovrchy jako moderní optické prvky," [online], Diplomová práce, Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství, Brno, 2020.
- [82] R. C. Devlin, M. Khorasaninejad, W. T. Chen, J. Oh, and F. Capasso, "Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 113, no. 38, pp. 10473–10478, Sep. 2016, doi: 10.1073/pnas.1611740113.

- [83] "Positive E-Beam Resists AR-P 6200 (CSAR 62)," 2020. Accessed: May 21, 2021. [Online]. Available: [https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2020/03/AR-P6200\\_CSAR62english\\_Allresist\\_product-information.pdf](https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2020/03/AR-P6200_CSAR62english_Allresist_product-information.pdf).
- [84] O. Červinka, *Metasurface fabrication using ALD and e-beam*. 2021. [https://www.youtube.com/watch?v=w\\_ITUp8kkYQ](https://www.youtube.com/watch?v=w_ITUp8kkYQ) (accessed Feb. 20, 2021)

